

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



UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE  
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR  
DEPARTEMENT DE GÉNIE MECANIQUE

N° D'ordre:...../Mag/2008  
Série: ...../GM/2008

**MEMOIRE**

Présenté en vue d'obtenir le diplôme de  
MAGISTER en Génie Mécanique

*Simulation Numérique En Régime Turbulent De L'influence Du  
Débit et du Champ Thermique sur le Comportement du Vortex d'un  
Cyclone*

**Option :**  
**Thermo Fluides**

Par Melle  
**ZEGHBID ILHEM**

Soutenu le : ...../...../.....

Devant le jury :

Président	<b>Mr Z. NEMOUCHI</b>	Professeur	Université de Constantine
Rapporteur	<b>Mr K. TALBI</b>	M.C	Université de Constantine
Examineur	<b>Mr A. BOUCHOUCHA</b>	Professeur	Université de Constantine
Examineur	<b>Mr I. BENISSAD</b>	M.C	Université de Constantine

## *Dédicaces*

**Je dédie ce mémoire**

**À la mémoire de mon Père**

**À ma chère Mère**

**À mes deux adorables frères, Nabil, Larbi**

## ***Remerciements***

Mes premiers remerciements s'adressent à dieu, qui m'a donné la force, et le courage afin d'élaborer ce mémoire.

Je tiens tout d'abord à remercier mon encadreur Mr **KAMEL TALBI** maître de conférence à l'université Mentouri de Constantine, pour m'avoir proposé ce sujet, et pour sa contribution et son aide qui nous ont été indispensable pour la réalisation de ce travail ainsi que tous ces remarques constructives qui m'ont permis d'approfondir mes connaissances.

Je tiens à exprimer ma gratitude envers l'ensemble des membres de jury qui ont accepté de lire et juger mon travail:

Mr **ZOUBIR NEMOUCHI**, professeur à l'université Mentouri de Constantine, pour avoir accepté de présider le jury.

Mr **ALI BOUCHOUCHA**, Professeur à l'université Mentouri de Constantine, pour m'avoir honoré par sa présence.

Mr **ISMAIL BENISSAAD**, maître de conférence à l'université Mentouri de Constantine, pour m'avoir fait l'honneur et le plaisir de participer à mon jury de mémoire.

Mes remerciements les plus dévoués à : Monsieur **ABDERRAHIM ZEGHIB**, pour l'aide qui m'a fournie.

## ملخص

الدوامات تمثل آلات مستعملة على نطاق واسع لفصل الأطوار في ميدان الصناعة. من أجل تحسين فعالية الدوامات و تقليل انخفاض الضغط. نقدم في هذه الأطروحة دراسة فعل درجة الحرارة و سرعة الدخول على سريان هواء المضطرب داخل دوار هوائي.

المحاكاة الرقمية للانسياب ببرنامج فلونت و باستعمال نموذجين رقميين، الأول يعتمد على الضياع في الطاقة الحركية بفعل اللزوجة RNG-ك - إيسلون أما النموذج الثاني فيعتمد على حل معادلات للإجهاد رينولدز أعطت نتائج جد مهمة. مقارنة النتائج العددية مع النتائج التطبيقية بينت أفضلية نموذج عوائق رينولدز على نموذج RNG-ك - إيسلون. نموذج عوائق رينولدز يلتقط الظواهر الفيزيائية للانسياب الدوراني بوجود حائط بطريقة أحسن.

## 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 température et la vitesse d'entrée sur l'écoulement turbulent d'air dans un cyclone. La simulation numérique de l'écoulement par le code Fluent en utilisant les deux modèles numériques, le premier basé sur la dissipation de l'énergie cinétique par viscosité (RNG K- $\epsilon$ ), ainsi que le deuxième basé sur la résolution des équations des contraintes de Reynolds (RSM), a donné des résultats intéressantes. La validation par des résultats expérimentaux a mis en évidence l'avantage du modèle de turbulence des contraintes de Reynolds (RSM) par rapport au modèle RNG K- $\epsilon$ . Le modèle RSM capte mieux des phénomènes physiques dans un écoulement tourbillonnaire intense en présence de parois.

**Mots Clés: Fluent, Cyclone, Turbulence, Efficacité de filtration, Trajectoire de particule.**

## Abstract

Cyclones represent largely used devices for separation of phases in the industry. We present in this memory the study of the effect of temperature and inlet velocity on the turbulent flow of air in a cyclone. A numerical simulation of the flow by the Fluent code using two numerical models, the first based on the dissipation of the kinetic energy by viscosity (RNG K- $\epsilon$ ), as well as the second based on the resolution of the stress equations of Reynolds (RSM), gave interesting results. The validation with experimental results highlights the advantage of the Reynolds stress turbulence model (RSM) compared to the RNG K- $\epsilon$  model. The RSM model captures better than K $\epsilon$  model, the phenomena in highly swirling flow and in presence of walls.

**Keywords: Fluent, Cyclone, Turbulence, Filtration Efficacy, Particule Trajectory.**

# Sommaire

## Nomenclature

### Chapitre I : Introduction et Etude Bibliographique

1.1	Introduction .....	01
1.2	Domaines d'application.....	02
1.3	Avantages et inconvénients.....	02
1.4	Différents types de cyclones.....	03
1.5	Recherche bibliographie.....	06
1.6	Objectif du travail.....	14
1.7	Contenu du mémoire.....	15

### Chapitre II : Formulation mathématique

2.1	Introduction.....	16
2.2	Données expérimentales.....	16
2.3	Equation de transport.....	18
2.3.1	Equation de continuité.....	18
2.3.2	Equation de quantité de mouvement (de Navier Stockes).....	18
2.3.3	Equation de l'énergie.....	18
2.4	Moyenne.....	19
2.4.1	La moyenne d'ensemble.....	19
2.4.2	La moyenne temporelle.....	19
2.5	Les équation de Reynolds.....	20
2.5.1	Décomposition statistique.....	20
2.5.2	Règles de Reynolds.....	20
2.5.3	Les tensions de Reynolds.....	21
2.5.4	Equation de transport aux tension de Reynolds.....	22
2.6	Bilan aux tension de Reynolds.....	23
2.6.1	Terme de production.....	23
2.6.2	Taux de dissipation visqueuse.....	23
2.6.3	Corrélation pression – taux de déformation.....	23
2.6.4	Terme de transport diffusif.....	25
2.7	Modèle (k-ε).....	25
2.7.1	Concept de Boussinesq.....	26
2.7.2	Equation modélisée de k.....	27
2.7.3	Equation modélisée de ε.....	27
2.7.4	Calages des constantes.....	27
2.8	Modèle de (k-ε) modifié.....	28

2.8.1	Conditions aux limites.....	28
2.9	Modèle de contraintes Différentielles de Reynolds (RSM).....	32
2.9.1	Le terme de production.....	32
2.9.2	Le terme du taux de destruction.....	32
2.9.3	Le terme de corrélation pression/ taux de déformation.....	33
2.9.4	Le terme de transport diffusif.....	34

### Chapitre III : Procédure de résolution

3.1	Introduction.....	35
3.2	Géométrie.....	36
3.3	Maillage.....	37
3.3.1	Différents types de maille.....	37
3.4	Conditions aux limites.....	38
3.4.1	Condition d'entrée.....	38
3.4.2	Parois.....	39
3.4.3	Sortie.....	39
3.5	Procédure de résolution.....	39
3.5.1	Choix du schéma de discrétisation.....	40
3.5.1.1	Schéma Quick.....	41
3.5.2	Choix du schéma d'interpolation de la pression.....	41
3.5.2.1	Schéma presto.....	41
3.5.3	L'algorithme couplage vitesse – pression.....	41
3.5.4	La sous relaxation.....	43
3.5.5	Les critères de convergence.....	44
3.5.6	Traitement près des parois.....	45
3.5.6.1	Fonction de paroi standard.....	46

## Chapitre IV : Résultats et discussion

### PARTIE UNE: Effet du débit sur le comportement de l'écoulement d'un cyclone

4.1	Effet du débit sur le comportement du vortex d'un cyclone.....	47
4.1.1	Pression statique et chute de pression.....	47
4.1.2	Composantes vitesse moyennes.....	52
4.1.2.1	Vitesse axiale.....	52
4.1.2.2	Vitesse tangentielle.....	55
4.1.2.3	Vitesse radiale.....	59
4.1.3	Champ turbulent.....	62
4.1.3.1	Energie Cinétique turbulente.....	62
4.1.3.2	Contraintes normales de Reynolds.....	64

### PARTIE DEUX: Effet de la température sur le comportement de l'écoulement d'un cyclone

4.2	Effet de la température sur le comportement de l'écoulement d'un cyclone.....	67
4.2.1	Pression statique et chute de pression.....	67
4.2.2	Composantes vitesse moyennes.....	71
4.2.2.1	Vitesse axiale.....	71
4.2.2.2	Vitesse tangentielle.....	73
4.2.2.3	Vitesse radiale.....	75
4.2.3	Champ turbulent.....	76
4.2.3.1	Energie Cinétique turbulente.....	76
4.2.3.2	Contraintes normales de Reynolds.....	78
4.2.4	Champ Thermique.....	79

4.2.4.1	Température Statique.....	79
4.2.5	Nombre de Nusselt.....	82

Conclusion Générale

Référence 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
$C_{ij}$	Terme convectif
$C_D$	Coefficient de traînée
$D_f$	Fonction de $\bar{a}_p$ (moyenne des coefficients $a_p$ des cellules adjacentes à la face)
$D_{T,ij}$	Diffusion turbulente
$D_{L,ij}$	Diffusion moléculaire
$E$	Coefficient dépendant de la rugosité de la paroi
$E$	Energie total
$F$	Face
$F$	Vecteur force
$g$	Accélération de la pesanteur ( $m/s^2$ )
$G_k$	Terme de production de l'énergie cinétique turbulente due aux gradients moyens de vitesse
$J_f$	Flux massique à travers la face $f$
$\hat{J}_f$	Terme qui contient l'influence des vitesses dans la cellule
$I$	Matrice identité
$k$	Energie cinétique turbulente ( $m^2/s^2$ )
$k_{eff}$	Conductivité thermique effective (W/m-k) (somme des conductivités laminaire et turbulente)
$n_i, n_j, n_k$	Composantes du vecteur unitaire
$N_{faces}$	Nombre de faces d'une cellule
$P$	Pression (pascal)
$P_{ij}$	Terme de production des contraintes de Reynolds
$S_\Phi$	Termes sources
$S_u, S_d, S_c$	Distances entre les faces des cellules adjacentes
$t$	Variable temps
$U_i$	Composante de vitesse moyenne suivant la direction $i$ (m/s)
$u_i$	Composante de vitesse fluctuante suivant la direction $i$ (m/s)
$V$	Volume d'une cellule ( $m^3$ )
$x_i$	Coordonnées
$y$	Distance par rapport à la paroi

## Lettres grecques

$\alpha$	Facteur de sous relaxation
----------	----------------------------

$\theta$	Coefficient pour le schéma Quick
$\rho$	Masse volumique ( $\text{kg/m}^3$ )
$\varepsilon$	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ( $\text{m}^2/\text{s}^3$ )
$\mu$	Viscosité dynamique ( $\text{kg/ms}$ )
$\mu_t$	Viscosité dynamique turbulente ( $\text{kg/ms}$ )
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	Nombres de Prandtl turbulent associés à $k$ et $\varepsilon$ respectivement
$\tau$	Coordonnée locale tangentielle à la paroi
$\eta$	Coordonnée locale normale à la paroi
$\lambda$	Coordonnée locale binormale à la paroi
$\tau_{ij}$	Tenseur déviateur des contraintes
$\tau_w$	Contrainte de cisaillement
$\delta$	Kronecker Delta
$\Phi$	Scalaire
$\Gamma_\Phi$	Coefficient de diffusion
$\nabla\Phi$	Gradient du scalaire $\Phi$
$(\nabla\Phi)_n$	Gradient du scalaire $\Phi$ dans la direction normale à la face $f$
$\Delta S$	Vecteur déplacement de la cellule amont vers la face $f$
$\tilde{\Phi}_f$	Moyenne de $\Phi$ par rapport aux deux cellules adjacentes à la face $f$
$\Phi_{ij}$	Corrélation pression taux déformation
$\nu_t$	Viscosité cinétique turbulente ( $\text{m}^2/\text{s}$ )
$k$	Constante de Von Karman

## Chapitre I. Introduction et étude bibliographique

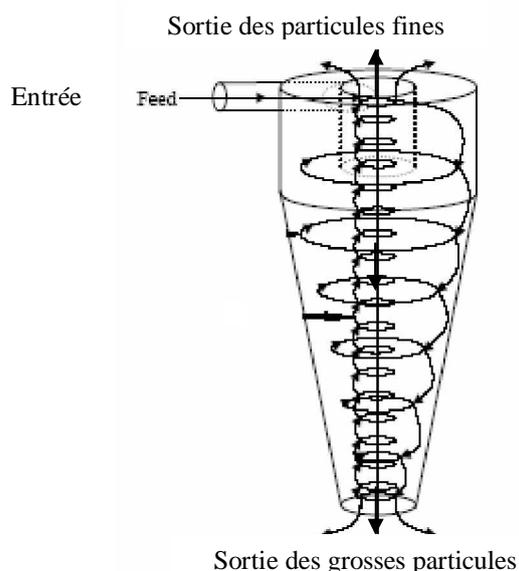
### 1.1. Introduction :

Dans l'industrie, on rencontre souvent le phénomène de séparation de différentes phases en écoulement. Beaucoup de processus industriels, tels que le traitement minéral, la transformation alimentaire, la dépollution des sols, le traitement des déchets, le raffinage du pétrole, comportent le phénomène de séparation des particules.

Plusieurs techniques de séparation ont été développées pour satisfaire certains besoins et exigences industrielles tels; le dépeussierage des gaz, la classification des constituants d'un mélange. Parmi ces techniques, les séparateurs cycloniques peuvent être utilisés pour la séparation gaz- solide, les cyclones représentent des dispositifs très répandus dans plusieurs secteurs industriels à cause de leur efficacité de filtration, sa simplicité de conception, son fiabilité dans l'exécution et considérablement peu coûteux dans l'entretien.

Durant la décennie passée, les cyclones ont fait l'objet de plusieurs travaux de recherche expérimentaux et numériques visant l'amélioration et ceci en essayant de traiter plusieurs paramètres qui interviennent à modifier le comportement de leur efficacité. Concernant les travaux numériques, les codes de simulation deviennent un outil indispensable pour l'étude des phénomènes physiques géométriques très complexes. Elles permettent en un temps record de nous renseigner sur certains détails qui peuvent coûter très chères en expérimental.

Parmi ces codes largement utilisés par les chercheurs et les industriels, on découvre le code Fluent.



**Figure 1.1 : Forme classique d'un cyclone**

## **1.2. Domaines d'application**

Actuellement, l'industrie est sollicitée par des exigences concernant l'environnement et l'hygiène. 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.

## **1.3. Avantages et inconvénients**

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

- ✓ sont simples et compacts
- ✓ ne sont pas coûteux
- ✓ n'ont pas d'organe en mouvement
- ✓ ne nécessitent pas beaucoup de maintenance
- ✓ cela n'empêche pas qu'ils ont l'inconvénient 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.

#### 1.4. Différents types de cyclones

Les cyclones n'ont pas toujours une forme standard (figure1.1). Il existe d'autres types de cyclones de géométries différentes.

##### a. Cyclone a entrée axiale

Pour ce type de cyclones la rotation est générée par un dispositif auxiliaire fonctionnant comme les aubes d'une turbine (figure 1.2).

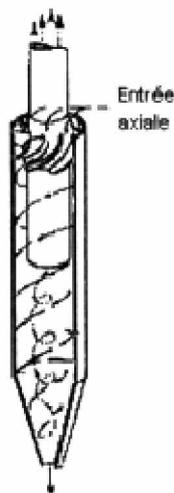


Figure 1.2 : Cyclone avec entrée axiale

##### b. Cyclones à plusieurs entrées

Cette technique permet d'obtenir un écoulement plus homogène (figure 1.3).

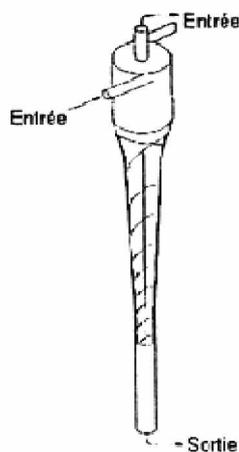


Figure1.3 : Cyclone à plusieurs sorties

### c. Cyclone à plusieurs sorties

Ces cyclones sont employés pour obtenir un constituant à chaque sortie (figure 1.4).

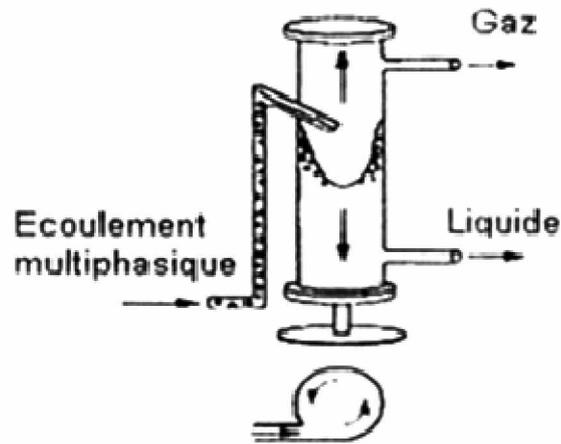


Figure 1.4 : Cyclone à deux sorties

### d. Echangeur cyclone

Le cyclone est muni d'un serpentin où circule un fluide frigorigène pour améliorer l'efficacité de filtration (figure 1.5).

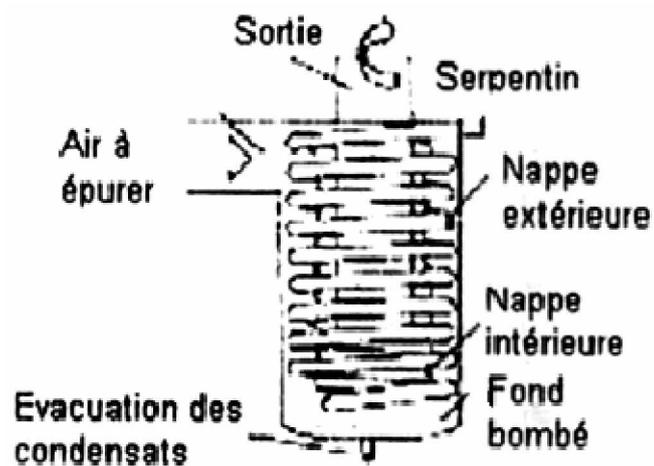


Figure 1.5 : Echangeur cyclone

### e. Cyclone cylindrique

C'est un cyclone sans partie conique (figure 1.6).

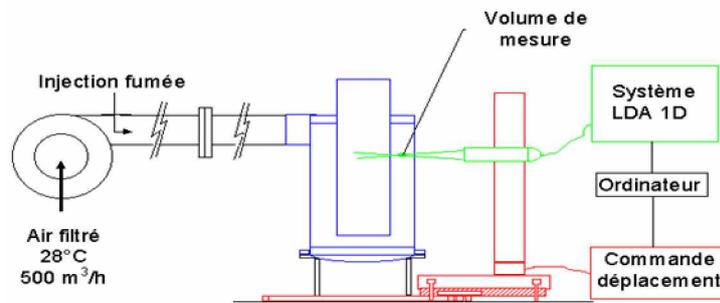


Figure 1.6 : Cyclone cylindrique

### f. Série de cyclone

C'est un ensemble de plusieurs cyclones (figure 1.7).

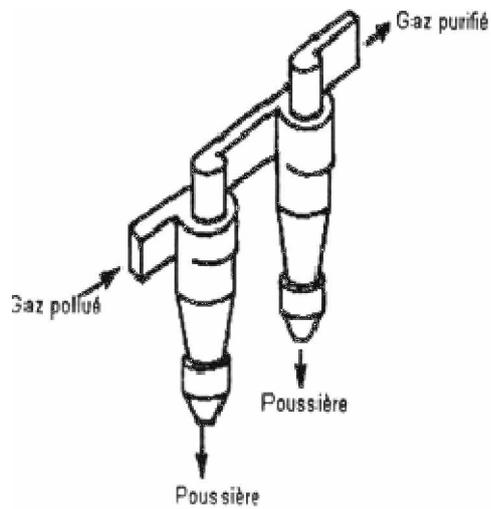


Figure 1.7 : Série de cyclones

### g. Cyclone double

Il contient deux conduits centraux (figure 1.8).

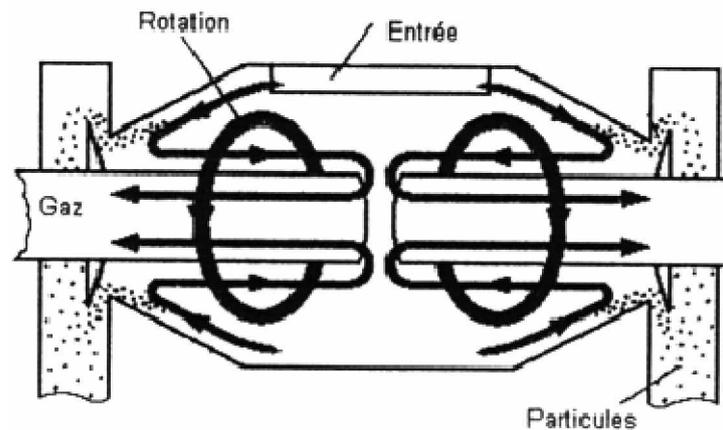


Figure 1.8 : Cyclone double

### 1.5. Recherche bibliographie :

*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.

**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 le champ 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 diminue, cette découverte a été confirmée par d'autres auteurs cités dans sa bibliographie.

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

**Jolius Gimbun et Al. (2004)**, Dans cette étude un calcul de simulation numérique par le modèle RSM (Reynolds stress model) a été présenté pour prévoir et évaluer les effets de la température et de la vitesse d'admission sur la chute de pression à l'intérieur du cyclone, les solutions numériques ont été élaborées par le code commercial Fluent 6.1. Dans cet article, quatre modèles empiriques ont été

étudié et comparé avec la simulation de CFD pour la prévision de la chute de pression de cyclone sous des températures d'admissions différentes avec une déviation de 3% des données

expérimentales. Le code fluent rapporte aussi avec le modèle RNG-k- $\epsilon$  prévoit une prévision raisonnable.

En conclusion, le modèle empirique de Lapple (1951) est le meilleur pour la prévision de la chute de pression il s'adapte parfaitement avec le modèle RSM par contre le modèle de Dirgo (1985) ne peut pas prévoir la chute de pression sous des températures de fonctionnement différentes, il est un peu dévié par rapport au modèle numérique RSM.

**M.Narasimta 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 séparer du charbon plus léger d'un milieu plus dense, ils sont très efficace même pour les classes de grandeur <30 micm tel que le 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.

**Kharoua. N (2005)**, L'article à pour but d'étudier l'influence du maillage et schémas de discrétisation sur la simulation numérique de l'écoulement tridimensionnel turbulent dans un cyclone dépoussiéreur. Une étude Aérodynamique dans les cyclones a été établie pour augmenter leur efficacité de filtration, tout en minimisant l'énergie consommée qui est due à la chute de pression entre l'entrée et la sortie du séparateur. Plusieurs modèles de turbulence a été utilisés pour

prévoir et évaluer les caractéristiques du champ aérodynamique dans un cyclone en utilisant le code commercial Fluent 6.1.

Dans ce travail, les calculs de CFD sont effectués et comparés aux données expérimentales rapportées par **Slack (2003)** obtenus par le même code. Les résultats de la modélisation d'un cyclone avec un maillage hexaédrique ont été validés par les résultats expérimentaux publiés par **Boysan et Al (1986)**.

**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 équation de Navier – Stokes et de fermeture k- $\epsilon$  ou RSM. Par la suite, l'auteur a utilisé le modèle de (DPM) (Discrete Phase Model) pour calculer la trajectoire des particules dans l'écoulement.

Ils ont remarqué que le code Fluent rapporte avec le modèle de turbulence RSM des prévisions raisonnables sur l'efficacité de cyclone mieux que le modèle RNG avec une déviation moyenne de 5%. Les résultats de CFD ont été validés par les résultats expérimentaux publiés par **Xiang et Al (2001)**.

**B. Wang et Al (2006)**, Cet article présente une étude numérique de l'écoulement gaz – solide dans un séparateur cyclonique utilisé dans l'industrie cimentière. Le modèle de turbulence RSM (Reynolds Stress Model) et le modèle lagrangien stochastique ont été utilisés en exploitant le code commercial Fluent 6.1, le modèle est vérifié en comparant les résultats simulés et mesurés. L'efficacité de séparation, la taille des particules, la vitesse du gaz et l'état d'admission sont étudiés. D'après la comparaison qui a été faite entre les résultats de simulation et ceux obtenus par **Cullivan et Al (2004)**, il ont trouvé que le gradient de pression et le plus important le long de la direction radiale, la distribution tangentielle de vitesse est semblable à la distribution dynamique de pression. Ceci signifie que la vitesse tangentielle est la vitesse dominante dans le cyclone et que la forme du

vortex forcé généré à l'intérieur du séparateur est un cylindre tordu – hélicoïdal, particulièrement dans la partie conique. L'introduction des particules par la partie supérieure de l'admission a une efficacité de séparation plus élevée que ceux de la partie inférieure.

Ils ont constaté aussi que les particules avec une taille excédante, ne seront pas rassemblées au fond de cyclone et peuvent stagner sur le mur conique du cyclone et peut mener à la formation des dépôts permanents sur la partie conique du cyclone.

**Jin.W. Lee et Al (2004)**, Ont abordé un autre type de cyclone de long du cône. Ils ont analysés les caractéristiques d'écoulement et l'efficacité avec le solutionneur numérique Fluent 6.1. Un cyclone de stairmand a été employé comme un modèle d'essai. Pour obtenir des résultats raisonnables concernant le champ d'écoulement dans un cyclone, une analyse de turbulence importante et également un bon modèle pour visualiser les caractéristiques turbulentes de la couche limite ont été développées. Le seul modèle de la turbulence qui a été confirmé c'est cel des contraintes de Reynolds (RSM). La trajectoire de particules ont été calculés par l'intégration lagrangienne en utilisant la méthode de Runge–Kutta, l'efficacité calculée avec cette méthode a été comparé aux données expérimentales obtenus par l'anémométrie laser doppler de Backscattering, et un accord raisonnable a été signalé. L'analyse des champs d'écoulement a clairement prouvé que le cyclone de long cône a une structure instable qui a sévèrement affecté l'efficacité globale de séparation. Par une variété d'épreuves il est devenu évident que le facteur principal pour la structure instable d'écoulement c'est la distance entre le fond du cône, l'admission et la jonction du cylindre–cône. Les différentes manières d'atteindre un champ d'écoulement stable ont été cherchées sans une chute de pression supplémentaire.

**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 microm.

**Jinyu Jiao et Al (2005)**, Dans ce travail, un nouveau cyclone dynamique (DC) a été développé pour la séparation de particules fines au dessous de 10 microm. Le composant principale dans cet séparateur est un classificateur en rotation proposer par **J. Galk et Al (1999)**, cet classificateur est une roue de déflecteur composant de plusieurs lamelles conduit par un rotor.

Le travail expérimental a été exploité pour étudier les effets du coefficient géométrique, du coefficient de position et de la vitesse de rotation du classificateur ainsi que la vitesse d'admission sur l'efficacité de séparation du (DC). Le champ tridimensionnel d'écoulement a été simulé par le logiciel commercial Fluent 6.0 en utilisant le modèle de turbulence RSM, et les prévisions de simulation ont été validées par les résultats expérimentaux mesurés par une sonde de pression de cinq-trous. D'après l'exposition expérimentale des résultats, ils ont trouvés que le coefficient géométrique et le coefficient de position affectent considérablement l'exécution de séparation dans un (DC), les distributions tangentielles sont principalement commandées par la vitesse d'admission et la vitesse de rotation du classificateur. Ils ont constaté aussi que les angles négatifs sont meilleurs par rapport aux positifs dans l'exécution de séparation, et minimisant le nombre de lamelles la vitesse tangentielle sera améliorée.

**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.

**S. Bernardo et Al (2006)**, Ont présenté une nouvelle conception industrielle de cyclone. En utilisant les angles d'admission différentes  $30^{\circ}$ - $45^{\circ}$  et  $60^{\circ}$ . 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 diminué la chute de pression, et qu'il existe un angle idéal près de  $45^{\circ}$  au quel les meilleurs résultats pour l'efficacité peuvent être obtenues. Ils ont trouvée aussi que lorsque l'angle d'inclinaison augmente de  $30^{\circ}$  à  $60^{\circ}$  le temps de Séjour de particule se diminué. Ces résultats numériques ont été validé par la littérature de **M. Meier et Al (1999)**.

**Amit Gupta et Al (2005)**, Cette étude se concentre sur l'étude de la dynamique d'un écoulement turbulent d'un mélange liquide dans un cyclone cylindrique. Ce type de cyclone est composés d'un cylindre transparent avec une admission et une sortie tangentielle localisées aux extrémités opposées du cylindre. Le cylindre a été orienté horizontalement pour que la spirale d'écoulement soit droitière. Une technique de PTV (Particle Tracking Velocimetry) a été décrite en cet article. L'écoulement était hélicoïdal en nature, et un écoulement secondaire a été observé et bien prévu par des calculs en utilisant le modèle de turbulence RNG k- $\epsilon$ . L'écoulement secondaire a été caractérisé par un vortex simple qui circule autour de l'axe et qui occupe une grande fraction du diamètre de cylindre. Ils ont trouvé à travers l'écoulement turbulent dans un cyclone cylindrique que la structure générale de l'écoulement ne change pas de manière et que le nombre de Reynolds est

augmenté ainsi la vitesse d'admission. En augmentant l'allongement d'admission, ils ont remarqué que le vortex serpentant a changé d'une manière significative son comportement.

**Mille Soo, Shin et Al (2004)**, Ont mené des études numériques et expérimentales sur les caractéristiques de la particule enlevant du séparateur cyclonique particulièrement en explorant les effets des conditions de fonctionnement extrême provoquées par la haute température et pression. A cet effet une méthode numérique a été établie en utilisant la méthode de SIMPLE pour un champ d'écoulement bidimensionnel axisymétrique en utilisant le modèle de turbulence k- $\epsilon$  pour la résolution. Les résultats numériques développés ont été validés par une comparaison avec des données expérimentales exécutées dans le laboratoire de M.Bahevet (1994), ils prévoient bien la tendance générale et l'importance du travail expérimental concernant la chute de pression avec l'état accru de la température en fonction du débit. L'expérience montre que l'augmentation de pression et de température affectent généralement de manière significative, l'efficacité de séparation pour les particules fines moins de 10 microm, mais l'effet de la pression et de la température semble contraire, c'est-à-dire l'augmentation de la pression augmente l'efficacité de séparation, alors que l'augmentation de la température a comme conséquence la diminution de l'efficacité sur une certaine gamme de débit. Ils ont trouvés que la diminution de l'efficacité sous l'effet de température et de pression peut être remédiée par l'augmentation de la pression de fonctionnement.

**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 équation de Navier-Stokes qui régissent cet 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 terme 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 prouvé 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.

*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 noté que ce modèle ne tient aucun compte du facteur de rugosité de la paroi intérieure vu son rôle important dans la déstabilisation du vortex

## **1.6. Objectif du travail :**

L'objectif du présent travail, c'est le traitement par simulation numérique de l'écoulement tridimensionnel turbulent d'un fluide newtonien incompressible dans un cyclone dépoussiéreur.

Afin d'étudier l'influence du débit et du champ thermique sur le comportement du vortex à l'intérieur du cyclone. La maîtrise du code Fluent précédera tout autre objectif.

En premier lieu, nous essayerons de nous familiariser avec le pré processeur Gambit pour la création de la géométrie ainsi que la génération du maillage et l'incorporation des conditions aux limites. En suite nous entamons le code de simulation proprement dit.

"Fluent" est un code de calcul pour modéliser les écoulements des fluides et les transferts thermiques dans des géométries complexe. Enfin le traitement de la simulation a été basé sur

l'utilisation des deux modèles mathématique de turbulences RNG-k- $\epsilon$  et le modèle des contraintes de Reynolds RSM.

### **1.7. Contenu du mémoire :**

Ce travail sera décomposé en quatre chapitres :

Chapitre 1: Introduction et étude bibliographique.

Chapitre 2: Formulation mathématique.

Chapitre 3: Procédure de résolution.

Chapitre 4: Résultats et Discussions.

Le premier chapitre contiendra deux parties. La première partie sera l'importance de cyclones et leurs utilités dans le domaine industriel. La deuxième partie sera consacrée à une étude bibliographique des travaux effectués au cours des dernières années.

Le deuxième chapitre comportera une formulation mathématique des équations régissant l'écoulement du fluide et le mouvement des particules. Deux modèles mathématiques de turbulence sont exposés, le modèle RNG k- $\epsilon$  et le modèle RSM (Reynolds Stresse Models).

Le troisième chapitre, présentera la procédure numérique avec laquelle le code Fluent traite les différents problèmes abordés.

Enfin, les résultats seront discutés dans le dernier chapitre. Ils concerneront l'influence du débit et de la température sur le comportement de l'écoulement tridimensionnel de l'air pour une géométrie classique.

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

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

## Chapitre II. Formulation mathématique

### 2.1. Introduction

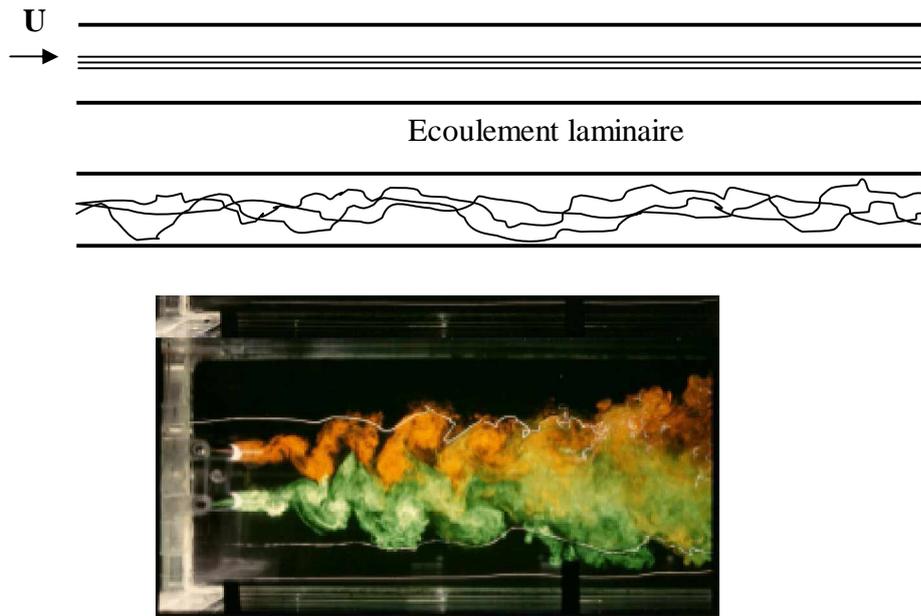
L'écoulement dans un cyclone est régi par l'équation de continuité et les équations de Navier–Stokes. Pour un tel écoulement turbulent les équations de Reynolds moyennées font apparaître un nombre d'inconnus supplémentaire  $(\overline{U_i U_j})$ . Un modèle de turbulence permet la fermeture du système d'équation. Dans le présent travail, nous allons tenter d'appliquer deux modèles connus dans le domaine de turbulence et par Fluent qui sont le modèle RNG k- $\epsilon$  et le modèle aux tensions de Reynolds appelé aussi RSM pour l'étude de l'écoulement tridimensionnelle turbulent dans un cyclone séparateur. Ce dernier donne une description plus réaliste des phénomènes d'interaction turbulente en suivant l'évolution de chaque paramètre turbulent par des équations de transport.

### 2.2. Données expérimentales

Nous savons d'avance que le comportement de l'écoulement est de nature turbulent dans la plupart des cyclones industriels. Essayons alors, de décrire la turbulence vue par Reynolds, elle consiste à observer l'écoulement d'un liquide dans un tube transparent dont la paroi intérieure est peu rugueuse. Le tube est alimenté par un réservoir à niveau constant, pour visualiser la nature de l'écoulement, on y introduit un colorant liquide au moyen d'une pipette fine placée à l'entrée du tube, aussi rigoureusement que possible dans l'axe de celui-ci :

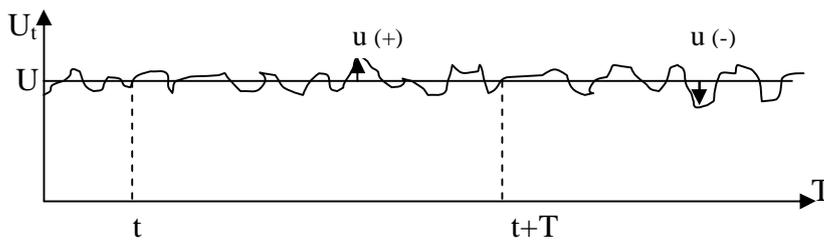
Régime laminaire : pour des vitesses faibles, le filet coloré issu de la pipette est parfaitement rectiligne jusqu'à la sortie du tube. On n'observe aucun mélange entre le colorant et le liquide (écoulement doux).

Régime turbulent : A partir d'une certaine valeur de la vitesse  $U$ , le filet coloré se met à onduler et s'épaissit progressivement vers l'aval de l'écoulement. Lorsqu'on augmente encore la vitesse, les ondulations s'amplifient et il apparaît en aval une zone de mélange où le colorant se disperse totalement dans l'écoulement.



**Figure 2.1 : Régime d'écoulement dans une canalisation**

Plaçons, maintenant par exemple dans l'écoulement une sonde fixe mesurant la composante locale instantanée  $U_t$  de la vitesse, et supposons que les conditions aux limites soient stationnaires. Un enregistrement de  $U_t$  en fonction du temps présentera l'aspect schématisé sur la figure(2.2), des oscillations irrégulières, mais qui de produisent autour d'une valeur moyenne  $U$  de  $U_t$ .



**Figure 2.2 : Enregistrement de vitesse en régime turbulent**

Plus précisément, si l'on calcule entre deux instant  $t$  et  $t + T$  la fonction :

$$U = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} U_t dt \quad (2.1)$$

On constate que sa valeur est indépendante de t et de T, pourvu que l'intervalle [t,t+T] contienne un assez grand nombre d'événements. Par contre, en modifiant les conditions aux limites de telle sorte que l'écoulement devienne laminaire, l'enregistrement de  $U_t$  sera pratiquement une droite

$U_t=U=$  cte.

NB : les mêmes constatations pourraient être faites en mesurant les autres composantes instantanées  $V_t$  et  $W_t$  de la vitesse, la température ou pression.

### 2.3. Equations de transport

Dans ce chapitre, on se limite aux équations valables pour un fluide incompressible Newtonien (air). Afin, d'exposer chaque terme, on exprimera les équations dans un système de coordonnées cartésien avec les simplifications nécessaires qui sont faites automatiquement dans le code Fluent selon les phénomènes étudiés.

Les équations qui régissent l'écoulement sont :

#### 2.3.1. Equation de continuité

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i) = 0 \quad (2.2)$$

#### 2.3.2. Equation de quantité de mouvement (de Navier Stokes)

La loi de conservation de quantité de mouvement traduite par les équations de Navier Stokes expriment tout simplement la loi fondamentale de la dynamique pour un fluide Newtonien. L'équation de quantité de mouvement écrites suivant  $x_i$  ( $i=1,2,3$ ) sont :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.3)$$

#### 2.3.3. Equation de l'énergie

Le transfert de chaleur par la turbulence est modélisé par analogie de (Reynolds) au transfert turbulent de quantité de mouvement. L'équation de l'énergie modélisée ainsi obtenue s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_j} [U_j (\rho E + p)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_j} + U_i (\tau_{ij})_{eff} \right] \quad (2.4)$$

$$E = h \cdot \frac{p}{\rho} + \frac{U_i^2}{2} \quad (2.5)$$

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (2.6)$$

$(\tau_{ij})_{eff}$  est le tenseur déviateur des contraintes représente la dissipation d'énergie sous forme de chaleur le transfert de masse par la turbulence. Défini par :

$$(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \mu_{eff} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \quad (2.7)$$

$$k_{eff} = k + k_t = k + \frac{\gamma_t}{k_t} = k + \frac{\rho C_p \gamma_t}{\alpha_t} = k + \frac{C_p \mu_t}{Pr_t} \quad \text{avec} \quad Pr_t = 0.85 \quad (2.8)$$

R est reliée aux chaleurs spécifiques par la relation de Meyer  $R = c_p - c_v$

## 2.4. Moyenne

### 2.4.1. La moyenne d'ensemble

- On réalise N expériences indépendantes portant sur le même écoulement.
- On enregistre à la  $i^{eme}$  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 :

$$\overline{f(x,t)} = \frac{1}{N} \sum_i^N f^{(i)}(x,t) \quad (2.9)$$

### 2.4.2. La moyenne temporelle

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

$$\overline{U(x_j)} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t U_i(x_j) dt \quad (2.10)$$

$$\bar{P} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t P dt$$

## 2.5. Les équations de Reynolds

### 2.5.1. 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 :

$$U_i = \bar{U}_i + u_i', \quad \bar{u}_i' = 0 \tag{2.11,a}$$

$$P_i = \bar{P} + p_i', \quad \bar{p}_i' = 0$$

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

$$f = \bar{f} + f' \tag{2.11,b}$$

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

$f'$  : Est la partie fluctuante

Remarque : la partie fluctuante est centrée  $\bar{f}' = 0$ , ( $\bar{u}_i' = 0$ , voir la figure (2.2))

### 2.5.2 Règles de Reynolds

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

$$\overline{\phi'} = 0$$

$$\overline{\overline{\phi}} = \overline{\phi}$$

$$\overline{f\phi} = \overline{f}\overline{\phi}$$

$$\overline{f + g} = \overline{f} + \overline{g}$$

$$\overline{f \cdot g} = \overline{f} \cdot \overline{g} + \overline{f' \cdot \phi'}, \quad \overline{f' \cdot \phi'} \text{ (nouvelle variable du problème )}$$

$$\frac{\partial \overline{\phi}}{\partial x} = \overline{\frac{\partial \phi}{\partial x}}$$

(2.12)

### 2.5.3 Les tensions de Reynolds

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

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{U} + u') + (\overline{U}_j + u'_j) \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{U}_i + u'_i) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{P} + P') + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{U}_i + u'_i) \right) \quad (2.13)$$

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

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i} = 0, \text{ (Équation du champ moyen)} \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial t} + \overline{U}_j \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (2.15)$$

terme de Reynolds

Les termes  $\overline{u'_i u'_j}$  donnent naissance aux tensions de Reynolds. Ils proviennent de la 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 équation 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-ε) et le modèle des contraintes de Reynolds (appelé aussi RSM).

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

$$R_{ij} = -\rho \begin{bmatrix} \overline{u_1 u_1} & \overline{u_1 u_2} & \overline{u_1 u_3} \\ \overline{u_2 u_1} & \overline{u_2 u_2} & \overline{u_2 u_3} \\ \overline{u_3 u_1} & \overline{u_3 u_2} & \overline{u_3 u_3} \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

#### 2.5.4. Equation de transport aux tensions de Reynolds

Les équations utilisées sont l'équation (2.14) et (2.15) dans lesquelles on a introduit la décomposition de Reynolds. Reprenons l'équation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial(\overline{U} + u_i')}{\partial t} + (\overline{U}_K + u_K') \frac{\partial(\overline{U}_i + u_i')}{\partial x_K} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{P} + P') + \nu \frac{\partial}{\partial x_K} \left( \frac{\partial}{\partial x_K} (\overline{U}_i + u_i') \right) \quad (2.17)$$

On soustrait l'équation (2.15) de l'équation (2.13) en tenant compte du fait que  $\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i} = 0$ , (équation

du champ moyen)  $\frac{\partial \overline{u}_i'}{\partial x_i} = 0$ . (Équation du champ fluctuant)

$$\frac{\partial u_i'}{\partial t} + \overline{U}_K \frac{\partial u_i'}{\partial x_K} + u_K' \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_K} + \frac{\partial (u_i' u_K' - \overline{u_i' u_K'})}{\partial x_K} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_K \partial x_K} \quad (2.18)$$

On peut réécrire (2.17) en remplaçant l'indice i par l'indice j :

$$\frac{\partial u_j'}{\partial t} + \overline{U}_K \frac{\partial u_j'}{\partial x_K} + u_K' \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_K} + \frac{\partial (u_j' u_K' - \overline{u_j' u_K'})}{\partial x_K} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 u_j'}{\partial x_K \partial x_K} \quad (2.19)$$

On multiplie (2.18) par  $u_j'$  et (2.19) par  $u_i'$  et on somme les deux équations obtenues. En regroupant certains termes, il vient :

$$\frac{\partial u_i' u_j'}{\partial t} + \overline{U_K} \frac{\partial u_i' u_j'}{\partial x_K} + u_K' u_j' \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_K} + u_K' u_i' \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_K} + \frac{\partial u_i' u_j' u_K'}{\partial x_K} - u_j' \frac{\partial \overline{u_i' u_K'}}{\partial x_K} - u_i' \frac{\partial \overline{u_j' u_K'}}{\partial x_K} =$$

$$\frac{1}{\rho} \left[ u_j' \frac{\partial p'}{\partial x_i} + u_i' \frac{\partial p'}{\partial x_j} \right] + \left[ u_j' \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_K \partial x_K} + u_i' \frac{\partial^2 u_j'}{\partial x_K \partial x_K} \right]$$

Le passage à la moyenne dans cette équation fait disparaître les termes de la forme :

$$\overline{u_i' \frac{\partial u_j' u_K'}{\partial x_K}} = \overline{u_j' \frac{\partial u_i' u_K'}{\partial x_K}} = 0$$

## 2.6. Bilan aux tensions de Reynolds

On obtient alors une équation pour le moment d'ordre 2  $\left( \overline{u_i' u_j'} \right)$  qui peut se mettre sous la forme suivante :

$$\frac{D \overline{u_i' u_j'}}{Dt} = P_{i,j} - \varepsilon_{i,j} + \Pi_{i,j} + D_{i,j} \quad (2.20)$$

Cette équation est appelée *équation des tensions de Reynolds ou équation de transport des tensions de Reynolds*.

### 2.6.1. Terme de production

$$P_{i,j} = -\overline{u_i' u_K'} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_K} - \overline{u_j' u_K'} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_K} \quad (2.20 \text{ a})$$

Ce terme ne fait intervenir que le gradient de vitesse moyenne et le tenseur de Reynolds qui sont les inconnues principales du problème.

### 2.6.2. Taux de dissipation visqueuse

$$\varepsilon_{i,j} = 2\nu \overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_K} \frac{\partial u_j'}{\partial x_K}} \quad (2.20 \text{ b})$$

Ce terme de dissipation est pris égal à  $\frac{2}{3}\varepsilon\delta_{i,j}$  ou  $\varepsilon$  est le taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence. La viscosité du fluide dissipe l'énergie de turbulence en agissant sur les plus petits tourbillons (échelle Kolmogorov) dont le comportement est en moyenne isotrope. On en déduit que, de manière approchée, les taux de dissipation des contraintes normales  $\overline{u_i'^2}$  sont égaux entre eux et que ceux des contraintes  $\overline{u_i' u_j'}$  avec  $i \neq j$  sont nuls.

### 2.6.3. Corrélation pression - taux de déformation

$$\Pi_{i,j} = \frac{P'}{\rho} \left( \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) \quad (2.20 c)$$

Il contribue à un échange entre les composantes  $(\overline{u_1'^2}, \overline{u_2'^2}, \overline{u_3'^2})$  sans modifier leur somme et, pour cette raison, on dit qu'il s'agit d'un terme de redistribution.

Ce terme se compose de deux parties d'après **Rodi** (1980) ou **Schiestel** (1993) on a :

$$\frac{P'}{\rho} \left( \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) = \Phi_{ij,1} + \Phi_{ij,2} \quad (2.20 d)$$

$\Phi_{ij,1}$  : étant engendré par des interactions purement turbulentes,  $\Phi_{ij,2}$  par des interactions entre turbulence et gradient de vitesse moyenne, sont généralement modélisés séparément, d'après la proposition de **Rotta** (1961) :

$\Phi_{ij,1} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left( \overline{u_i' u_j'} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right)$ , ou  $C_1=1.5$  ; ce terme favorise le retour à l'isotropie. En fait, il est proportionnel à l'anisotropie de la turbulence. Il est positif (donc une source) dans l'équation de  $\overline{u_i'^2}$  si  $\overline{u_i'^2} < \frac{2}{3} k$ . Il est négatif (donc un puits) si  $\overline{u_i'^2} > \frac{2}{3} k$

C'est en fait un terme qui tend à redistribuer l'énergie turbulente entre les composantes normales  $\overline{u_i'^2}$ .

La deuxième partie est modélisée d'après **Launder et Rodi** (1975) :

$$\Phi_{ij,2} = -\gamma \left( P_{i,j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P \right); \text{ Avec } \gamma=0.6$$

$$\text{Où } P_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} \quad \text{et} \quad P = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j}$$

Ce terme est aussi redistributif car sa trace est nulle.  $\phi_{ij,2}$  traduisant une interaction entre la turbulence et les gradients de vitesse moyenne, est analogue à  $\phi_{ij,1}$  : il est proportionnel à l'anisotropie du taux de production de  $(\overline{u_i u_j})$ .

Pour tenir compte de l'effet de la paroi sur la turbulence le terme de corrélation pression – taux déformation utilisé dans le logiciel Fluent est supposé égale à :

$$\frac{P'}{\rho} \left( \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,w} \quad (2.20 \text{ e})$$

Où  $\phi_{ij,w}$  est appelé terme de réflexion de la paroi, il est responsable de l'amortissement de la contrainte normale près de la paroi et perpendiculaire à celle-ci. Il est modélisé comme suit :

$$\begin{aligned} \phi_{ij,w} = & C_1' \frac{\varepsilon}{k} \left( \overline{u_k u_m n_k n_m} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_i u_j n_j n_k} - \frac{3}{2} \overline{u_j u_k n_i n_k} \right) \frac{k^{\frac{3}{2}}}{C_1' \varepsilon \cdot y_p} \\ & + C_2' \left( \phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{ij,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \phi_{ik,2} n_i n_k \right) \frac{k^{\frac{3}{2}}}{C_1' \varepsilon \cdot y_p} \end{aligned} \quad (2.20 \text{ f})$$

Où  $C_1'=0.5$ ,  $C_2'=0.3$ ,  $n_k$  est la composante  $x_k$  du vecteur normal à la paroi,  $y_p$  est la distance normale à la paroi,  $C_1 = C^{3/4}_\mu = 0.09$  et  $k$  est la constante de **Von Karman** égale à 0.4187.

#### 2.6.4. Terme de transport diffusif

$$D_{i,j} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( -\overline{u_i u_j u_k} + \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} - \frac{P'}{\rho} (\overline{u_i} \delta_{jk} + \overline{u_j} \delta_{ik}) \right) \quad (2.20 \text{ g})$$

Le deuxième terme (Diffusion de  $\overline{u_i u_j}$ ) par interaction moléculaire) est négligeable aux grands nombres de Reynolds. Aussi, le troisième terme diffusif par la fluctuation de pression est considéré négligé dans la plupart des travaux disponibles dans la littérature. Pour la triple corrélation des fluctuations de vitesse, **Daly et Harlow** (1970) ont proposé la relation suivante :

$$\overline{u_i u_j u_k} = -C_s \frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_i} \text{ Ou } C_s \approx 0.22$$

Les indices (ijk) ne présentent aucune symétrie. **Shir** (1973) a apporté une expression plus simplifiée en employant un coefficient de transport isotrope :

$$\overline{u_i u_j u_k} = -C_s \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k}$$

## 2.7. Modèle (k-ε)

C'est un modèle à deux équations de transport pour deux paramètres de turbulence proposé par **Jones et Launder** (1972) qui se base sur le concept de **Boussinesq** (1877) utilisant l'analogie entre l'échange de quantité de mouvement par interaction moléculaire à l'échelle microscopique (contraintes visqueuses) et l'échange de quantité de mouvement par la turbulence à l'échelle macroscopique (contraintes de Reynolds).

### 2.7.1. Concept de Boussinesq

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left[ \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (2.21)$$

L'idée du modèle k-ε est que l'on peut construire à partir de ces quantités une "viscosité turbulente propre à l'écoulement", ou la viscosité turbulente est donnée par la relation suivante :

$$\nu_t = C_\mu \left( \frac{k^2}{\varepsilon} \right) \quad (2.22)$$

Avec  $\mu_t = \nu_t \rho$  viscosité dynamique turbulente

L'expérience montre que cette relation est bien vérifiée pour des écoulements à grand nombre de Reynolds à condition d'avoir une turbulence homogène.

$C_\mu$  : est un coefficient sans dimension qui doit être évalué expérimentalement

$k$  : est l'énergie cinétique de turbulence défini par :

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i^2} = \frac{1}{2} (\overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} + \overline{u_3^2})$$

$\varepsilon$  : Le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente k donné par la relation suivante :

$$\varepsilon = \nu \left[ \frac{\partial u'}{\partial x_j} \right]^2 \quad (2.23)$$

Ce terme de dissipation qui apparaît dans l'équation de l'énergie cinétique de turbulence reste à déterminer. L'échelle typique de longueur des grosses structures de la turbulence L est déduite de :

$$\varepsilon = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{L}$$

### 2.7.2. Equation modélisée de k

L'équation modélisée de l'énergie cinétique de turbulence s'écrit sous la forme semi-empirique suivante :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \nu_t \left( \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \left( \frac{\nu}{\sigma_{k,t}} + \frac{\nu_t}{\sigma_{k,t^*}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) - C_{\varepsilon} \frac{k^2}{L} \quad (2.24)$$

Les termes de l'équation (2.21) sont dénommés comme suit :

- (1) représente le taux de variation de l'énergie cinétique k
- (2) représente le transport par diffusion de l'énergie cinétique
- (3) représente la production par cisaillement de l'énergie cinétique turbulente
- (4) représente la dissipation de l'énergie cinétique turbulente k

### 2.7.3. Equation modélisée de $\varepsilon$

La forme modélisée de l'équation de transport du taux de dissipation de l'énergie cinétique s'exprime

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \nu_t \left( \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \frac{\nu}{\sigma_{\varepsilon,t}} + \frac{\nu_t}{\sigma_{\varepsilon,t^*}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.25)$$

Les termes (a, b, c et d) de l'équation (II.22) sont :

- (a) représente le taux de variation de  $\varepsilon$ .
- (b) représente le taux de production (source) de  $\varepsilon$ .
- (c) représente le transport par diffusion de la dissipation de l'énergie turbulente.

- (d) représente la dissipation (puits) de  $\epsilon$ .

Ces deux équations donnant  $k$  et  $\epsilon$  qui permettent a leur tour de calculer la viscosité turbulente  $\mu_t$ , connaissant  $\mu_t$ , on peut déduire le tenseur des contraintes de Reynolds.

Les termes diffusifs sont du type gradient.  $\sigma_{\epsilon,L}$  et  $\sigma_{\epsilon,t}$  étant les nombres de Prandtl laminaire et turbulent associés à  $\epsilon$ . En effet, les sources et puits de  $k$  sont multipliés par  $\left(\frac{\epsilon}{k}\right)$  pour corriger l'unité et des constantes sont injectées et ajustées empiriquement pour satisfaire des conditions d'écoulements turbulents de base.

#### 2.7.4. Calages des constantes

Pour rendre le système d'équation opérationnel on adopte les constantes standards du modèle donné par *Launder* et *Spalding* (1974). Elles sont réunies dans le tableau suivant :

$C_\mu$	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	$\sigma_k$	$\sigma_{k,t}$	$\sigma_\epsilon$	$\sigma_{\epsilon,t}$
0.09	1.44	1.92	1	1	1	1.25

**Tableau 2.1 : Coefficients du modèle k- $\epsilon$**

Il est à noter que le modèle k- $\epsilon$  tel que présenté ici, applicable aux écoulements à nombre de Reynolds élevé, ne peut utiliser dans des régions à faible nombre de Reynolds.

#### 2.8. Modèle de k- $\epsilon$ modifié

Le modèle RNG k- $\epsilon$  est construit en utilisant une technique statistique nommée théorie du groupe de renormalisation (renormalisation groupe theory en anglais). Supposons qu'on puisse représenter un écoulement turbulent par un ensemble discret de modes de Fourier bornés supérieurement par  $k_0$  qui se trouve dans le domaine dissipatif

( $k_0 \approx k_D$ ). On coupe alors le domaine spectral en deux parties en introduisant un nombre de modes de Fourier  $k_1$  légèrement inférieur à  $k_0$  et on s'intéresse aux mouvements associés au domaine spectral  $k_1 < k < k_0$ . Comme on se trouve dans le domaine dissipatif, l'équation de Navier Stokes peut être linéarisée et le comportement de ces modes est exprimé en fonction de celui des modes de l'intervalle  $0 < k < k_1$ .

On écrit alors l'équation gouvernant l'évolution des modes  $0 < k < k_1$  en utilisant la solution précédente. On a alors une équation où n'intervient que la bande spectrale  $0 < k < k_1$ . On peut réitérer la procédure pour un nouvel intervalle  $0 < k < k_2$ . On élimine ainsi toute la bande spectrale contenant les petites échelles. A chaque itération, on renormalise en quelque sorte la viscosité, puisque l'effet de l'élimination d'une bande est d'augmenter la dissipation "vue" par la bande restante. Le principe de la méthode est donc relativement simple mais malheureusement sa mise en œuvre est extrêmement difficile.

### 2.8.1. Conditions aux limites

Avant la discussion sur les modifications du modèle standard k- $\epsilon$  et sa récente version du groupe de Renormalisation *Yakhot* et *Orszag* (1986), il serait utile de récapituler les exigences du modèle k- $\epsilon$  :

- la turbulence est presque homogène
- les distributions spectrales des quantités turbulentes sont semblables
- la diffusion est du type gradient avec des nombres de Prandtl effectifs constants
- nombre de Reynolds élevés

Puisque les paramètres des modèles ne sont pas vraiment universels mais sont des fonctions des paramètres caractéristiques d'écoulement. Plusieurs tentatives ont été faites d'augmenter l'application du modèle k- $\epsilon$  en modifiant ces paramètres empiriques pour convenir aux conditions spécifiques de différents types d'écoulement. Une des faiblesses du modèle standard k- $\epsilon$  est qu'il est incapable de prédire la génération de turbulence dans les régions où l'écoulement moyen est fortement accéléré ou ralenti. *Kato* et *Launder* (1993) ont proposé un modèle modifié de k- $\epsilon$  pour surmonter ce problème. Plusieurs chercheurs ont essayé de modifier ce modèle on cite par exemple *Rodi* (1984), *Markos* (1986), *Nallaswamy* (1987) et *Wilcox* (1993).

Des méthodes du groupe de renormalisation (RNG) ont été employées pour formuler les modèles de turbulence des deux équations. Ces méthodes sont un cadre général pour la construction du modèle dans lequel la dynamique complexe est décrite en termes d'équations régissant le comportement à grande échelle et long terme. L'idée fondamentale appliquée pour modéliser la turbulence est l'élimination des échelles de petite taille en utilisant des méthodes RNG. Comme les échelles de petite taille sont d'échelle, la théorie RNG développe une équation pour la viscosité effective et les équations de transport correspondant de k- $\epsilon$  *Yakhot* et *Orszag* (1986); *Yakhot* et *al* (1992). Les valeurs des paramètres du modèle dérivés par la méthode RNG sont également énumérées dans le tableau (II-1).

N <sup>0</sup>	Paramètres	(k-ε) standard	RNG k-ε
1	C <sub>D</sub>	0.09	0.0845
2	C <sub>1</sub>	1.44	1.42
3	C <sub>2</sub>	1.92	$1.68 + \frac{C_D \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{4.38}\right)}{1 + 0.012 \eta^3}, \eta = \frac{k \sqrt{G}}{\varepsilon}$
4	σ <sub>k</sub>	1.0	0.7179 ((limite supérieur du R <sub>e</sub> ) <sup>*</sup> )
5	σ <sub>ε</sub>	1.3	0.7179 ((limite supérieur du R <sub>e</sub> ) <sup>*</sup> )

**Tableau 2.2 : rapportant les constantes de k-ε et leurs modifications en modèle RNG**

L'expression générale pour estimer le nombre effectif de prandtl pour k et ε est :

$$\left| \frac{\frac{1}{\sigma} - 1.3929}{0.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{\frac{1}{\sigma} - 2.3929}{3.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu}{\mu_t}$$

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

La version du modèle RNG k-ε a été introduit dans les équations différentielles pour le calcul de la viscosité effectif à partir du modèle k-ε (guide Fluent, Vol4, (1997)).

$$v_{eff} = v \left( 1 + \sqrt{\frac{C_\mu}{v}} \cdot \frac{k}{\varepsilon} \right)^3 \quad (2.26)$$

Cette forme permet la prolongation au bas nombre de Reynolds et aux écoulements proches paroi, ou contrainte du modèle standard k-ε, qui est valide seulement pour des écoulements turbulents développé. La version standard de k-ε est valide pour les écoulements turbulents loin des parois. La présence de paroi change le caractère de la turbulence, en atténuant la turbulence dans la région près de la paroi, puisque dans cette région dans la partie externe de la région de proche paroi, la

turbulence produit rapidement un fort gradient de vitesse moyenne. La présence correcte de l'influence de la paroi sur les écoulements turbulents est un aspect important pour simuler des écoulements délimités par la paroi.

Il y a deux approches principales pour modéliser la région de proche paroi. Dans l'une des approches, appelées "fonction de paroi", les effets intérieurs affectés par la viscosité, ne sont pas modélés. Au lieu de cela, les formules semi – empiriques (fonction de paroi) sont utilisées pour lier la région affectée par viscosité entre la paroi et la région entièrement turbulente. Dans l'autre approche, les modèles de turbulence à bas nombre de Reynolds sont développés pour simuler l'écoulement de la région proche – paroi.

Dans la plupart des écoulements à nombre de Reynolds élevés, l'approche par la fonction de paroi donne des résultats raisonnables sans exigences excessives vis-à-vis des ressources de calcul. Pour les bas nombres de Reynolds le modèle k-ε exige les conditions aux limites suivantes :

$$k = 0 \quad , \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial n} = 0 \quad , \quad \varepsilon = \nu \left( \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial n} \right)^2 \quad (2.27)$$

Où  $U_i$  est la composante tangentielle de vitesse à la paroi et n est la normale à la paroi. Une certaine petite modification du nombre de Reynolds au modèle k-ε ont été proposés par **Chen** et **Patel** (1988); **Wilcox** (1993); **Hrenya** et **Sinclair** (1995). Dans les approches par les fonctions de paroi, un profil universel de vitesse supposé existe près de la forme suivant :

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + B \quad (2.28)$$

Où k est la constant de Van Karman (=0.41), B est un constante empirique lié a l'épaisseur de la sous-couche visqueuse (B=5.2 dans une couche limite plan) et de  $u^+$  et  $y^+$  sont définis comme suit :

$$u^+ = \frac{U_i}{\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}} \quad y^+ = \frac{\rho n_p \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}}{\mu} \quad (2.29)$$

Le  $n_p$  est la distance normale du considéré au point P de la paroi. En outre, on n'assume que l'écoulement dans un équilibre local, qui signifie que la production et la dissipation sont presque égales. Ces suppositions permettent alors l'utilisation de la résolution à la paroi. En fait, l'approche de loi de paroi exige que la distance adimensionnelle du nœud voisin de la grille de la paroi doit être plus grande que 30 ( $y^+ > 30$ ). Pour un tel cas, la contrainte de cisaillement de paroi peut être lié au composant tangentiel de la vitesse à la grille, comme :

$$\tau_w = \frac{k\rho C_\mu^{\frac{1}{4}} \sqrt{k} U_t}{Ln(y^+ . E)} \quad (2.30)$$

Pour l'énergie cinétique turbulente, k, le gradient normal à la paroi est habituellement égal à zéro. En suppose que l'échelle de longueur près de la paroi, L donner par :

$$L = \frac{kn_p}{C_\mu^{\frac{3}{4}}} \quad (2.31)$$

En supposition qu'il y à équilibre entre la production et la dissipation, le taux de dissipation de l'énergie turbulente au nœud à coté de la paroi (indice P, situé à un distance normal  $n_p$  de la paroi) peut être calculé résoudre l'équation de transport pour  $\varepsilon$  comme suit :

$$\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{\frac{3}{4}} k_p^{\frac{3}{2}}}{k n_p} \quad (2.32)$$

Il convient de noter que l'approche de loi de paroi est valide seulement quand le premier point de la grille à coté de la paroi (le nœud P) est dans la région logarithmique. Pour des écoulements séparés dans les régions de recirculation, de séparation et de reattachement, cette condition ne peut pas être valide. Pour rectifier ceci dans une certaine mesure, plusieurs fonctions de paroi ont été proposés (voir, par exemple, *Amano*, (1984)). Quand l'approche de fonction de paroi n'est pas applicable au-dessus d'une grande partie des frontières de paroi, bas nombre de Reynolds, des modèles de la turbulence devraient être employés pour résoudre les détails plus fins des écoulements de proche paroi.

Prés des parois Fluent applique des conditions de frontière explicite 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, prés des parois on a :

$$\frac{\overline{u^2 \tau}}{k} = 1.098 \quad , \quad \frac{\overline{u^2 \eta}}{k} = 0.247 \quad , \quad \frac{\overline{u^2 \lambda}}{k} = 0.655 \quad , \quad - \frac{\overline{u \tau u \eta}}{k} = 0.255$$

$\tau$  : est la coordonnées tangentielle

$\eta$  : est la coordonnée normale

$\lambda$  : est la coordonnée binormale

Près des parois  $k$  est calculée à partir de l'équation de transport. Loin des parois :

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_j}$$

## 2.9. Modèle des contraintes différentielles de Reynolds (RSM)

L'équation de transport modélisée de  $\overline{u_i u_j}$  s'écrit:

$\overline{u_i u_j}$  S'écrit :

$$\frac{D(\overline{u_i u_j})}{Dt} = P_{i,j} + D_{i,j} - \varepsilon_{i,j} + \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,w} \quad (2.33)$$

### 2.9.1. Le Terme de production

Ce terme ne fait intervenir que les gradients de vitesse moyenne et le tenseur des contraintes Reynolds qui sont les inconnues principales du problème :

$$P_{i,j} = -\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} - \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k}; \quad (2.34)$$

### 2.9.2. Le Terme du taux de destruction

Ce terme de dissipation est pris égal à  $\frac{2}{3} \varepsilon \delta_{i,j}$  ou  $\varepsilon$  est le taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence. La viscosité du fluide dissipe l'énergie de turbulence en agissant sur les plus petits tourbillons (échelle de Kolmogorov) dont le comportement est en moyenne isotrope. On en déduit que, de manière approchée, les taux de dissipation des contraintes normales  $\overline{u_i^2}$  sont égaux entre eux et que ceux des contraintes tangentielles,  $\overline{u_i u_j}$  (avec  $i \neq j$ ), sont nuls.

### 2.9.3. Le Terme de corrélation pression/taux de déformation

Composé de trois termes, il contribue à un échange entre les composantes ( $\overline{u_1^2}$ ,  $\overline{u_2^2}$ ,  $\overline{u_3^2}$ ) sans modifier leur somme et, pour cette raison, on dit qu'il s'agit d'un terme de redistribution.

Le premier terme dû aux interactions purement turbulentes est, d'après la proposition Rotta [30] :

$$\phi_{ij,1} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left( \overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right), \text{ ou } C_1 = 1.5. \quad (2.35)$$

Ce terme favorise le retour à l'isotropie. En fait, il est proportionnel à l'anisotropie de la turbulence.

Il est positif (donc une source) dans l'équation de  $\overline{u_i^2}$  si  $\overline{u_i^2} < \frac{2}{3} k$ . Il est négatif (donc un puits) si

$\overline{u_i^2} > \frac{2}{3}k$ . C'est en fait un terme qui tend à redistribuer l'énergie turbulente entre les composantes normales  $\overline{u_i^2}$ .

Le second terme dû aux interactions entre la turbulence et les gradients de vitesse moyenne est, d'après Launder et al. [22] :

$$\phi_{i,j,2} = -\gamma \left( P_{i,j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P \right), \text{ avec } \gamma = 0.6 \text{ ou } P_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} \text{ et } P = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j}. \quad (2.36)$$

Ce terme est aussi redistributif car sa trace est nulle. Il est proportionnel à l'anisotropie du taux de production de  $\overline{u_i u_j}$ .

Le troisième terme appelé aussi terme de réflexion de la paroi est responsable de l'amortissement de la fluctuation de vitesse près de la paroi et perpendiculaire à celle-ci. Il est modélisé comme suit:

$$\begin{aligned} \phi_{ij,w} \equiv & C'_1 \frac{\varepsilon}{k} \left( \overline{u_k u_m n_k n_m} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_i u_j n_j n_k} - \frac{3}{2} \overline{u_j u_k n_i n_k} \right) \frac{k^{3/2}}{C_1 \varepsilon y_p} \\ & + C'_2 \left( \phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{ij,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \phi_{ik,2} n_i n_k \right) \frac{k^{3/2}}{C_1 \varepsilon y_p} \end{aligned}$$

(2.37)

Ou  $C'_1 = 0.5$ ,  $C'_2 = 0.3$ ,  $n_k$  est la composante  $x_k$  du vecteur unitaire normal à la paroi,  $y_p$  est la distance normale à la paroi,  $C_1 = C_\mu^{3/4} / k$ , ou  $C_\mu = 0.09$  et  $k$  est la composante de Von Karman égale à 0.4187.

#### 2.9.4. Le Terme de transport diffusif

Ce terme traduit le transport diffusif par la turbulence de la contrainte de Reynolds  $\overline{u_i u_j}$

$$D_{i,j} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( -\overline{u_i u_j u_k} \right) \quad (2.38)$$

Pour la triple corrélation des fluctuations de vitesse, Daly et Harlow [9] ont proposé la relation suivante :

$$\overline{u_i u_j u_k} = -C'_s \frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k u_l} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} \quad (2.39)$$

Où  $C'_s \approx 0.22$ .

Les indices i,j et k ne présentent pas de symétrie. Shir (1973) a proposé une expression plus simplifiée en employant un coefficient de transport isotrope :

$$\overline{u_i u_j u_k} = -C'_s \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \quad (2.40)$$

## Chapitre III. Procédure de résolution

### 3.1. Introduction

Dans ce qui suit, une procédure numérique spécifique au code Fluent 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, des 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.

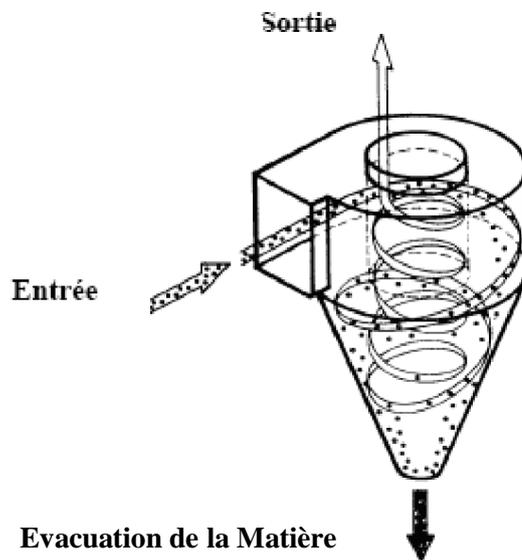
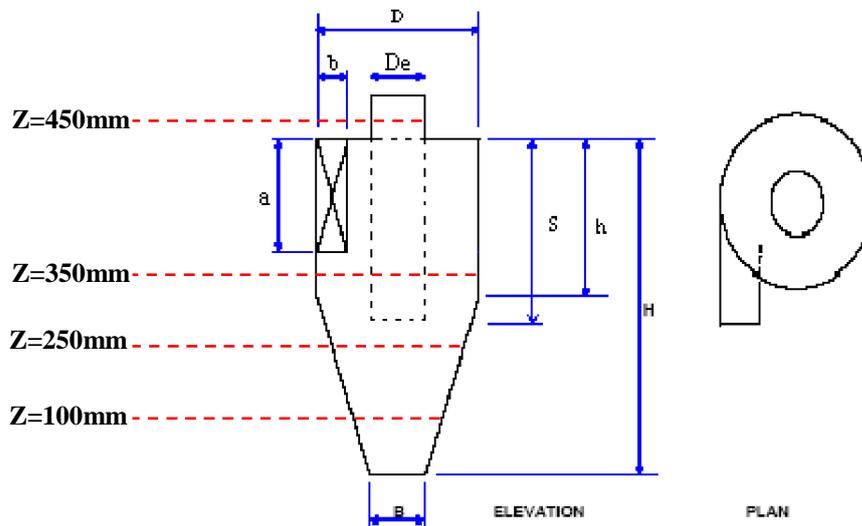


Figure 3.1 Configuration tangentielle du cyclone

### 3.2 Géométrie

L'écoulement a été simulé dans la géométrie présentée par **M.Bohnet (1995)** et **jolius gim bun (2004)**. C'est un cyclone classique avec une entrée tangentielle. Le fluide s'écoulant dedans est de l'air avec une masse volumique de  $1.225 \text{ kg/m}^3$  et une viscosité dynamique de  $1.7894 \cdot 10^{-5} \text{ kg/m.s}$ . nombre de Nœuds 127609.



**Figure 3.2 : Géométrie du cyclone**

**Note:** Les valeurs à gauche de la géométrie représentent les stations où ont été mesurées les vitesses tangentielle et axiale pour la validation des résultats.

#### 3.2.1 Dimensions du cyclone étudié

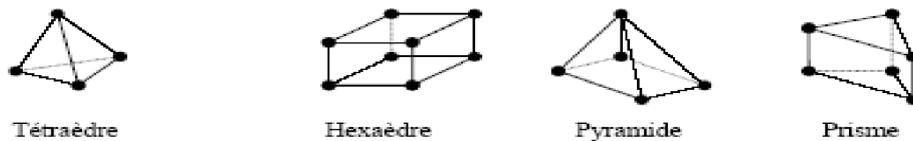
Géométrie (mm)	a	b	De	S	h	H	B	D
Bohnet [13]	19.93	79.90	499.18	109.88	103.88	386.75	49.91	149.90

## Tableau 3.1

### 3.3 Maillage

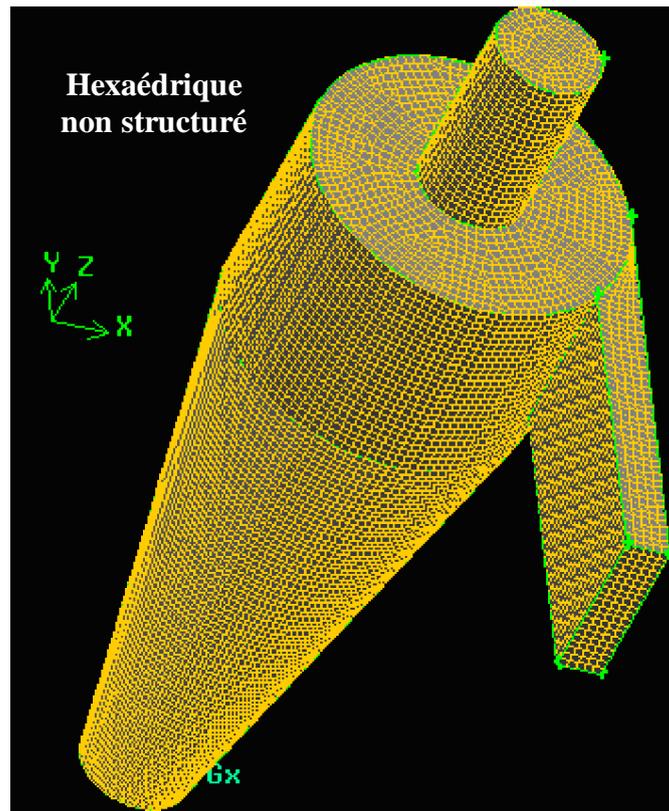
#### 3.3.1. Différents types de maille

La méthode numérique des volumes finis est 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 suivant un maillage imposé par le logiciel Fluent. Selon la forme géométrique, il faut bien choisir une maille adaptable à la géométrie, les mailles utilisées par Fluent sont les suivant :



**Figure 3.4 : Exemple de mailles utilisées en volumes finis par Fluent**

L'obtention d'un bon maillage dans le pré logiciel Gambit (2.0) nécessite la division de la géométrie en plusieurs zones. Dans notre étude, nous avons choisi le maillage Hédadrique non structuré présenté dans la figure(3.3), car la simulation avec le maillage Hédadrique donne de bons résultats pour le cas d'un cyclone d'après **M.Slack [31]**. Le maillage peut être raffiné convenablement sur Gambit pour bien. Contrôler les résultats.



**Figure 3.3 : Maillage utilisé**

### **3.4. Conditions aux limites**

#### **3.4.1 Condition d'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 comme distribution uniforme au niveau de la surface d'entrée.

	Modèle RNG k-ε
--	----------------

Vitesse d'entrée (m/s)	4.62 – 8.00 – 11.48 – 14.62
Intensité de turbulence	5-8-10-12 %
Diamètre hydraulique (m)	0.03191
Température (k)	293 - 850 - 1123

**Tableau 3.2 Les conditions aux limites concernant l'entrée**

### 3.4.2 Parois

Partie une: c'est une condition de non glissement, sans transfert de chaleur

Partie deux: c'est une condition de non glissement, avec transfert de chaleur

### 3.4.3 Sortie

La sortie doit être soigneusement placée de façon s'assurer préciser le pourcentage du débit sortant par cette face par rapport au débit d'air entrant.

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**.

## 3.5. Procédure de résolution

Après avoir vérifié le maillage de la géométrie en Gambit, on lance la lecture du fichier contenant l'extension.msh. La création du fichier de données (extension.cas) est nécessaire en Fluent pour la vérification et la manipulation du maillage et de la géométrie; puis on passe au type de solveur. Notre cas est tridimensionnel et l'écoulement est stationnaire. Les autres étapes définissent les choix du fluide, matériaux et les conditions aux limites.

La dernière étape, c'est choisir les équations à résoudre, les schémas de discrétisation, les facteurs de sous relaxation, les critères de convergence ainsi que l'initialisation du calcul qui dépend des conditions aux limites.

La discrétisation des équations qui gouvernent l'écoulement en considérant l'équation de transport d'une quantité  $\Phi$ , exprimée sous la forme intégrale, en régime permanent par :

$$\oint \rho \Phi U dA = \oint \Gamma_{\Phi} \nabla \Phi dA + \int_V S_{\Phi} dV \quad (3.1)$$

$\rho$  = Masse Volumique

$\Gamma_{\Phi}$  = Coefficient de diffusion de  $\Phi$

$\nabla \Phi$  = Gradient de  $\Phi$

$S_{\Phi}$  = Source  $\Phi$  de par unité de volume

L'intégration numérique de l'équation précédente sur un volume élémentaire est donnée par la formule suivante:

$$\sum_f^{N \text{ faces}} \rho U_f \Phi_f A_f = \sum_f^{N \text{ faces}} \Gamma_{\Phi} (\nabla \Phi)_n A_f + S_{\Phi} V \quad (3.2)$$

$N_{faces}$  = Nombre de faces de la cellule

$\rho U_f \Phi_f A_f$  = Débit massique à travers la face

$A_f$  = Surface de la face

$(\nabla \Phi)_n$  = Grandeur de  $\nabla \Phi$  normale à la face

$V$  = Volume de cellule

L'équation (3.2), écrite pour tous les volumes de contrôle du domaine physique, permet de construire un système d'équations algébriques pour chaque entité physique  $\Phi$ .

Fluent stocke les valeurs du scalaire  $\Phi$  aux centres des cellules. Les valeurs des faces  $\Phi_f$  sont nécessaires pour les termes de convection de l'équation (3.2) et peuvent être interpolées des valeurs du centre des cellules. Ceci est accompli en utilisant le schéma amont. Cela veut dire que la valeur de la face  $\Phi_f$  est dérivée des quantités de cellules en amont "upwind". Pour cela, Fluent, nous permet de choisir différents schémas (1<sup>er</sup> ordre, 2<sup>eme</sup> ordre, loi de puissance, Quick).

### 3.5.1 Choix du schéma de discrétisation

Les schémas de discrétisation utilisés dans le présent travail sont résumés comme suit :

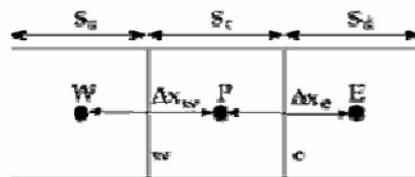
Pression	Presto
----------	--------

Couplage vitesse - pression	Simple
Quantité de mouvement	Quick
Energie cinétique turbulente	Quick
Taux de dissipation	Quick
Energy	Quick

**Tableau 3.3 Les schémas de discrétisation utilisés pour le modèles RNG k-ε et RSM**

### 3.5.1.1 Schéma Quick

Le schéma "Quick" (Quadratic Upwind interpolation for convective Kinetics), Il procure une meilleure précision que le schéma au second ordre pour les écoulements rationnels et tourbillonnaires (Swirling) avec un maillage régulier structuré. Cependant, il ne s'applique pas à un maillage triangulaire.



Ce schéma est décrit comme suit :

$$\Phi_e = \theta \left[ \frac{S_d}{S_c - S_d} \Phi_p + \frac{S_c}{S_c + S_d} \Phi_E \right] + (1 - \theta) \left[ \frac{S_u + 2S_c}{S_u + S_c} \Phi_p - \frac{S_c}{S_u + S_c} \Phi_W \right] \quad (3.3)$$

$\theta = 1/8$  : c'est le schéma Quick traditionnel.

### 3.5.2 Choix du Schéma d'interpolation de la pression

#### 3.5.2.1 Schéma presto

Le schéma "PRESTO" (pressure staggering option): est approprié pour les écoulements hautement tourbillonnaires, à grande vitesse de rotation ou les écoulements dans des domaines fortement courbés. Il utilise le bilan de masse dans un volume de contrôle décalé pour la face où est calculée la pression décalée. Ce schéma est inspiré de l'idée de la grille décalée valable avec un maillage structuré proposé par **Patankar (1980)**.

### 3.5.3 Algorithme couplage vitesse pression

L'algorithme couramment utilisé se nomme SIMPLE de Patankar S.V. et Spalding D.B. (1972) (Semi implicite méthode for pressure Linked Equations). On peut donner une idée générale de cet algorithme est de corriger petit à petit la pression ainsi que les composantes de la vitesse afin que ces variables qui vérifient les équations de la quantité de mouvement vérifient également l'équation de continuité. Il en résulte un processus itératif qui est intégré au sein de la résolution générale définie précédemment, au niveau de la troisième étape.

- Tous les champs sont estimés en tous les points du maillage.
- A l'aide de ces valeurs, les coefficients des équations sont calculés.
- Les coefficients étant fixes, un solveur linéaire est introduit pour résoudre tout d'abord les trois équations de la quantité de mouvement et fournir les composantes de vitesse  $U^*$ ,  $V^*$  et  $W^*$ , la pression  $P^*$  correspondante demeurant celle utilisée pour calculer les coefficients de la deuxième étape.

Des corrections  $P'$ ,  $U'$ ,  $V'$ ,  $W'$  sont ensuite apportées à ces champs afin que les nouveaux champs  $P$ ,  $U$ ,  $V$ ,  $W$  soient les champs qui vérifient à la fois les équations de la quantité de mouvement et l'équation de continuité.

$$P = P^* + P' \quad (3.4)$$

$$U = U^* + U' \quad (3.5)$$

$$V = V^* + V' \quad (3.6)$$

$$W = W^* + W' \quad (3.7)$$

Ces nouvelles valeurs  $P$ ,  $U$ ,  $V$ ,  $W$  sont alors réintégrées dans les équations de la quantité de mouvement, ce qui permet d'obtenir trois relations fonctionnelles des différentes corrections (les champs  $P^*$ ,  $U^*$ ,  $V^*$ , et  $W^*$  étant connus). Précisons qu'il s'agit de relations simplifiées car certains termes sont ici annulés, ce qui constitue d'ailleurs la seule approximation de l'algorithme SIMPLE.

$$U' = f_1(P') \quad (3.8)$$

$$V' = f_2(P') \quad (3.9)$$

$$W' = f_3(P') \quad (3.10)$$

Les champs U, V, W sont ensuite reconstitués à l'aide des relations (3.4) à (3.10) et n'ont plus que pour seule inconnue commune P'. La substitution de leurs valeurs dans l'équation de continuité donne une relation unique sur P' qui est résolue par le solveur. P' étant connu, les champs exact P, U, V, W, vérifiant à la fois les équations de quantité de mouvement et l'équation de continuité, le sont également, ce était notre objectif de départ. Toutes les autres équations du problème sont résolues par le solveur.

– Si les critères de convergence sont vérifiés, les champs ainsi déterminés sont les champs solutions du pas de temps considéré. Si ce n'est pas le cas, le processus est réitéré à partir de la deuxième étape: les coefficients sont recalculés à partir des nouvelles valeurs des champs.

### 3.5.4 Sous relaxation

Le sous relaxation est régulièrement utilisé dans les problèmes non linéaires pour éviter que le processus itératif décrit précédemment ne diverge. Elle consiste à diminuer la rapidité des changements d'une variable, d'une itération à l'autre, par l'introduction d'un coefficient de sous relaxation  $\alpha_\Phi$ .

Comme nous savons, toutes les équations, après avoir été discrétisées, peuvent être mises sous la forme générale suivantes:

$$a_p \Phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_\Phi \quad (3.11)$$

Si nous notons  $\Phi_p^*$  la valeur de  $\Phi_p$  à l'intégration précédente, il est possible d'écrire:

$$\Phi_p = \Phi_p^* + \left( \frac{\sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_\Phi}{a_p} - \Phi_p^* \right) \quad (3.12)$$

Où le terme entre parenthèses représente le changement survenu à  $\Phi_p$  pendant une itération.

Cette variation peut alors être amortie par l'introduction d'un facteur de sous relaxation  $\alpha_\Phi$  de la manière suivante:

$$\Phi_p = \Phi_p^* + \alpha_\Phi \left( \frac{\sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_\Phi}{a_p} - \Phi_p^* \right) \quad (3.13)$$

Il est bien évident que cette procédure de relaxation n'est valable que si la solution finale de l'équation (3.13) (à la fin des itérations) satisfait bien l'équation (3.11). C'est ici le cas dans la mesure où lorsque le processus a convergé,  $\Phi_p$  est censé ne plus varier d'une itération à l'autre. La relation  $\Phi_p = \Phi_p^*$  est alors obtenue et associée l'équation (3.13) donne finalement (3.11) recherchés. Concernant la pression, la sous relaxation s'effectue d'une manière un peu différente compte tenu de l'existence de l'algorithme de couplage vitesse-pression. Elle est simplement introduite dans la correction de pression  $P'$  sous la forme suivante:

$$P = P^* + \alpha_p P' \quad (3.14)$$

Tous les facteurs de sous relaxation doivent être compris entre les valeurs 0 et 1. Plus ils sont faibles, plus la sous relaxation est forte et plus la convergence est lente. Mais plus, ils sont forts, plus la sous relaxation est faible et plus il y a de chance faire intervenir des instabilités dans le processus itératif.

Il n'existe pas de généralité pour choisir les coefficients de sous relaxation. Cela peut dépendre de la nature du problème, du nombre et de taille des cellules du maillage, de la procédure itérative choisie. Il faut cependant savoir que le choix de ces facteurs est essentiel pour le bon déroulement de la procédure itérative.

Pour finir, rappelons que la valeur des ces coefficients peut être imposée différente d'une variable à une autre.

Dans le présent travail, les facteurs de sous relaxation sont:

Modèle	Pression	Quantité de mouvement	Energie cinétique turbulente k	Taux de Dissipation $\epsilon$	Energie	Contraintes de Reynolds
RNG k- $\epsilon$	0.3	0.7	0.8	0.8	1	/
RSM	0.3	0.1	0.8	0.8	1	0.5

**Tableau 3.4 Les facteurs de sous relaxation**

### 3.5.5 Critères de Convergence

Une procédure est convergente si toute erreur tend à décroître au cours des itérations. Elle a convergée lorsque les itérations ne produisent plus de changements significatifs sur les variables

selon un critère qui doit être défini par l'utilisateur. Le critère de convergence est donc utilisé pour stopper le processus itératif lorsqu'il est satisfait.

Le critère de convergence utilisé repose sur le résidu d'une équation du problème définie par l'utilisateur. En toute rigueur, le résidu correspond à la somme, sur toutes les mailles, des erreurs effectuées sur l'équation discrétisée en question lorsque les variables déterminées par le processus sont réintégrées dans l'équation discrétisée. Par définition:

$$R_{\Phi} = \sum_{\text{mailles}} \left( \sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + b - a_p \Phi_p \right) \quad (3.15)$$

En choisissant une équation du système ainsi qu'une valeur de résidu à ne pas dépasser sur cette équation, l'utilisateur fixe un indicateur de la convergence. A chaque itération, le résidu est calculé sur l'équation choisie et dès que le résidu passe en deçà de la valeur fixée, le processus s'arrête considérant que les calculs ont convergé et passe au pas de temps suivant.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons choisi le critère de convergence  $10^{-9}$  pour le modèle RNG k- $\epsilon$

### 3.5.6 Traitement près des parois

Le modèle de turbulence étudié dans cette thèse est principalement valide pour les régions centrales des écoulements. Il a été trouvé expérimentalement que la région proche de la paroi peut être subdivisée en trois couches. La couche intérieure est dite sous couche visqueuse, l'écoulement est laminaire et la viscosité moléculaire joue un rôle dominant. La couche extérieure est complètement turbulente, avec domination de la turbulence. Entre les deux couches, il y a une couche transitoire où il y a pas domination de l'un des effets par rapport à l'autre voir la figure (3.6).

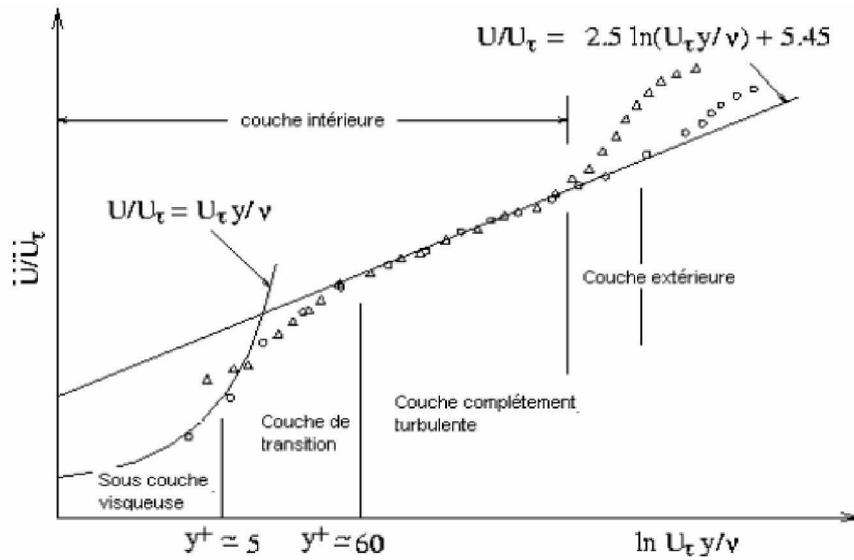


Figure 3.6 Décomposition de la région proche de la paroi

La modélisation près des parois se base sur deux approches :

- formulation semi empirique dites fonction de paroi.
- raffinement du maillage.

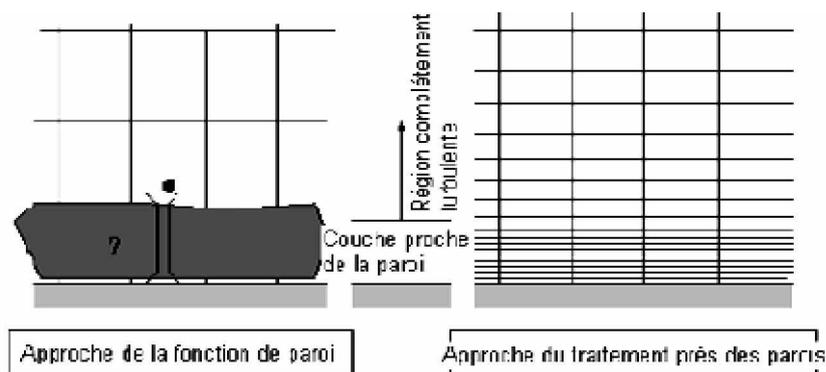


Figure 3.7 Traitement près des parois dans Fluent

### 3.5.6.1 Fonction de paroi standard

Fluent a prise cette fonction par défaut.

La loi de paroi pour la vitesse moyenne est :

$$U^* = \frac{1}{k} \ln(E y^*) \quad (3.16)$$

Où

$$U^* = \frac{U_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.17)$$

$$y^* = \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p}{\mu} \quad (3.18)$$

$k$  : est la constante de von karman (=0.42)

$E$ : est constante empirique qui dépend de la rugosité de la paroi. Elle est prise dans Fluent par défaut égale à 9.81

$U_p$  : est la vitesse moyenne du fluide au point  $p$

$k_p$  : est l'énergie cinétique turbulente au point  $p$

$y_p$  : est la distance entre le point  $p$  et la paroi

$\mu$  : est la viscosité dynamique du fluide

La loi logarithmique est pour  $y^* > 30$  à  $60$ . Pour Fluent elle est employée pour  $y^* > 11.225$ . Dans le cas contraire, c'est-à-dire à l'intérieur du sou couche laminaire, une relation linéaire est utilisée :  $U^* = y^*$ .

## Chapitre IV : Résultats et discussion

### 4.1. Effet du débit sur le comportement de l'écoulement d'un cyclone

#### 4.1.1. Pression statique et chute de pression

Dans la figure (4.1), on présente la chute de pression en fonction de différente vitesse d'entrée. La chute de pression augmente avec l'augmentation de la vitesse d'entrée. On remarque bien, selon cette figure que la chute de pression est proportionnelle à la vitesse au carré ( $P=cteV^2$ ) puisque la courbe obtenue a la forme d'une courbe parabolique. De même ces courbes obtenues sont en bonne concordance numériquement et expérimentalement avec d'autres courbes obtenues par d'autres auteurs dans le domaine. La validation de nos résultats numériques ont été comparés avec l'article de **Jolius Gimbut et al [13]**.

On peut remarquer aussi que si on trace la courbe illustrée dans la figure (4.1.b), la pente obtenue  $\log (\Delta P/V)$  est égale à 2.018. Les figures (4.2.a.b.c), (4.3.a.b.c) et (4.4.a.b.c) illustrent les différents contours de la pression statique pour différentes vitesses d'entrée  $v=[4.62-11.48-14.62]$ m/s. Ces figures montrent que le flux traversant l'entrée tangentielle de la configuration géométrique de cyclone provoque le flux à se plaquer contre les parois et engendre une forte pression loin de l'axe du cyclone, par contre au centre du cyclone, on remarque une forte dépression ressentie créant un tube d'écoulement important de faible pression oscillant autour de l'axe de cyclone. Ce dernier est bien capté par le modèle RSM ce qui n'est pas le cas du modèle RNG k-ε. L'augmentation de la vitesse d'entrée engendre en conséquence l'augmentation de la pression statique près des parois.

✓ Chute de pression :

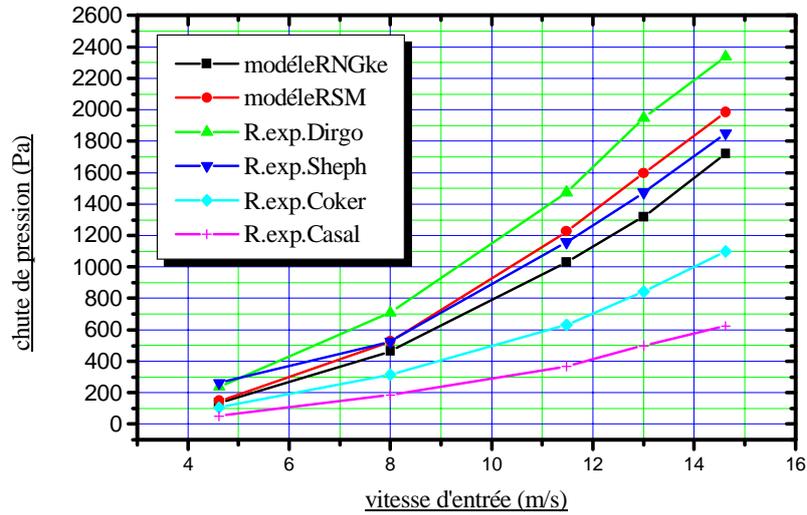
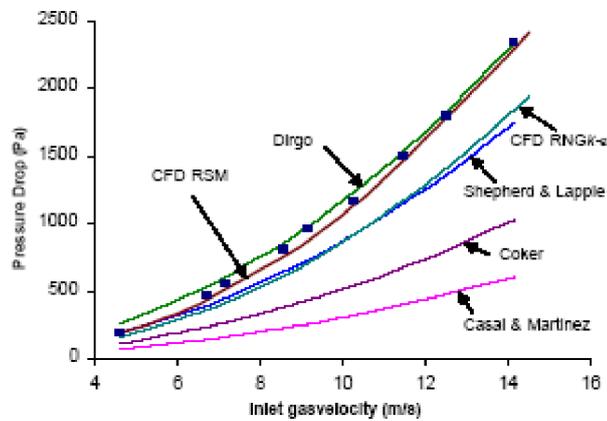


Figure 4.1 (a) : Chute de pression



• Vérification de la chute de pression :

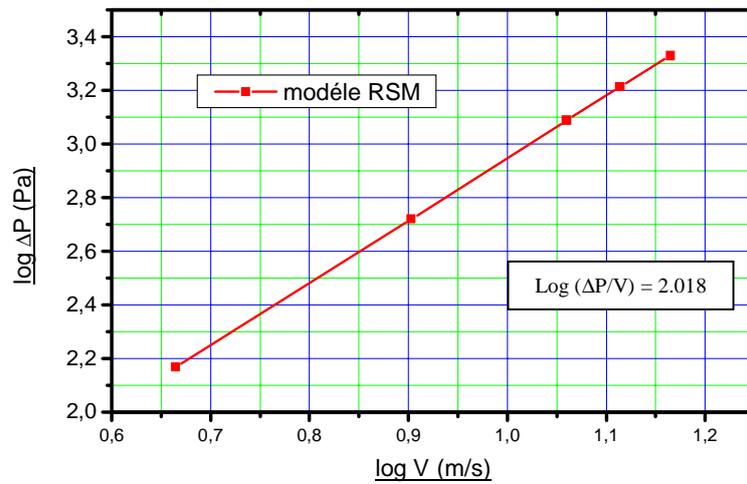


Figure 4.1 (b): Vérification de la chute de pression

✓ Contour de la pression statique:

Vitesse d'entrée  $v = 4.62 \text{ m/s}$ :

a. Plan (xz)  $y=0$  modèle RNG k- $\epsilon$

b. Plan (xz)  $y=0$  modèle RSM

c. Plan (xy)  $z=350 \text{ mm}$  modèle RSM



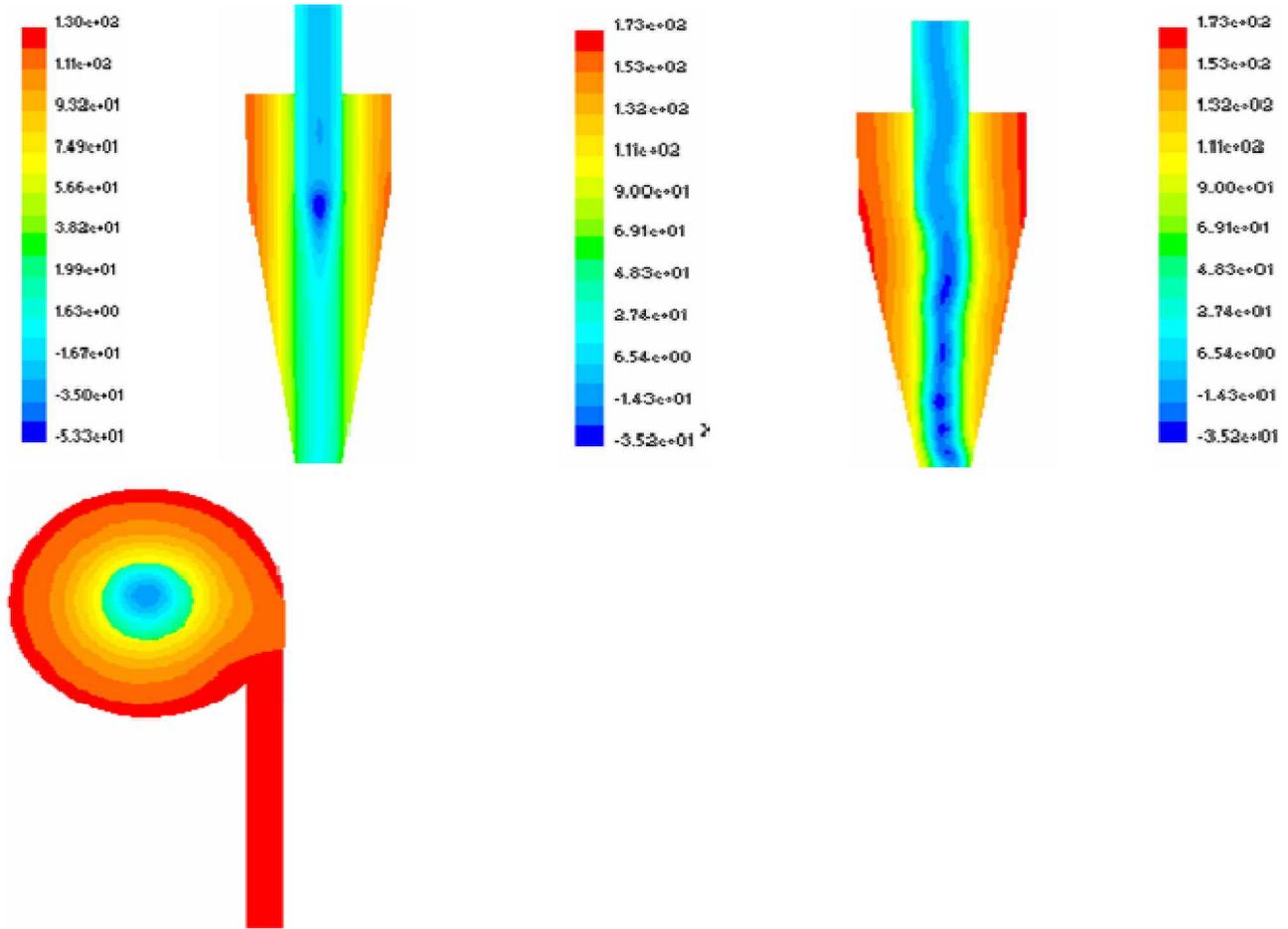


Figure 4.2 (a, b, c): Contour de la pression statique

Vitesse d'entrée  $v = 11.48 \text{ m/s}$ :

- a. Plan (xz)  $y=0$  modèle RNG k- $\epsilon$     b. Plan (xz)  $y=0$  modèle RSM    c. Plan (xy)  $z=350 \text{ mm}$  modèle RSM



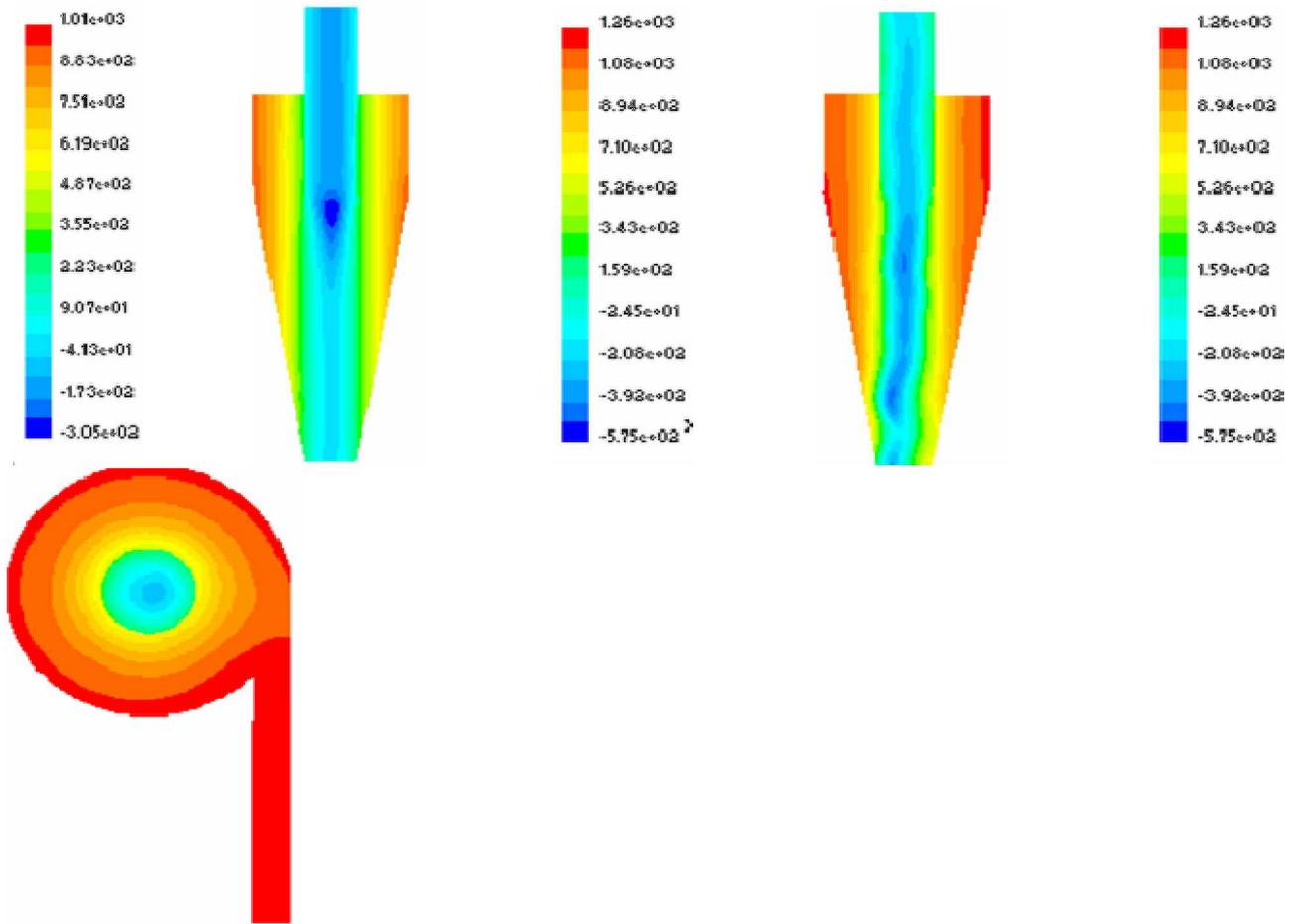
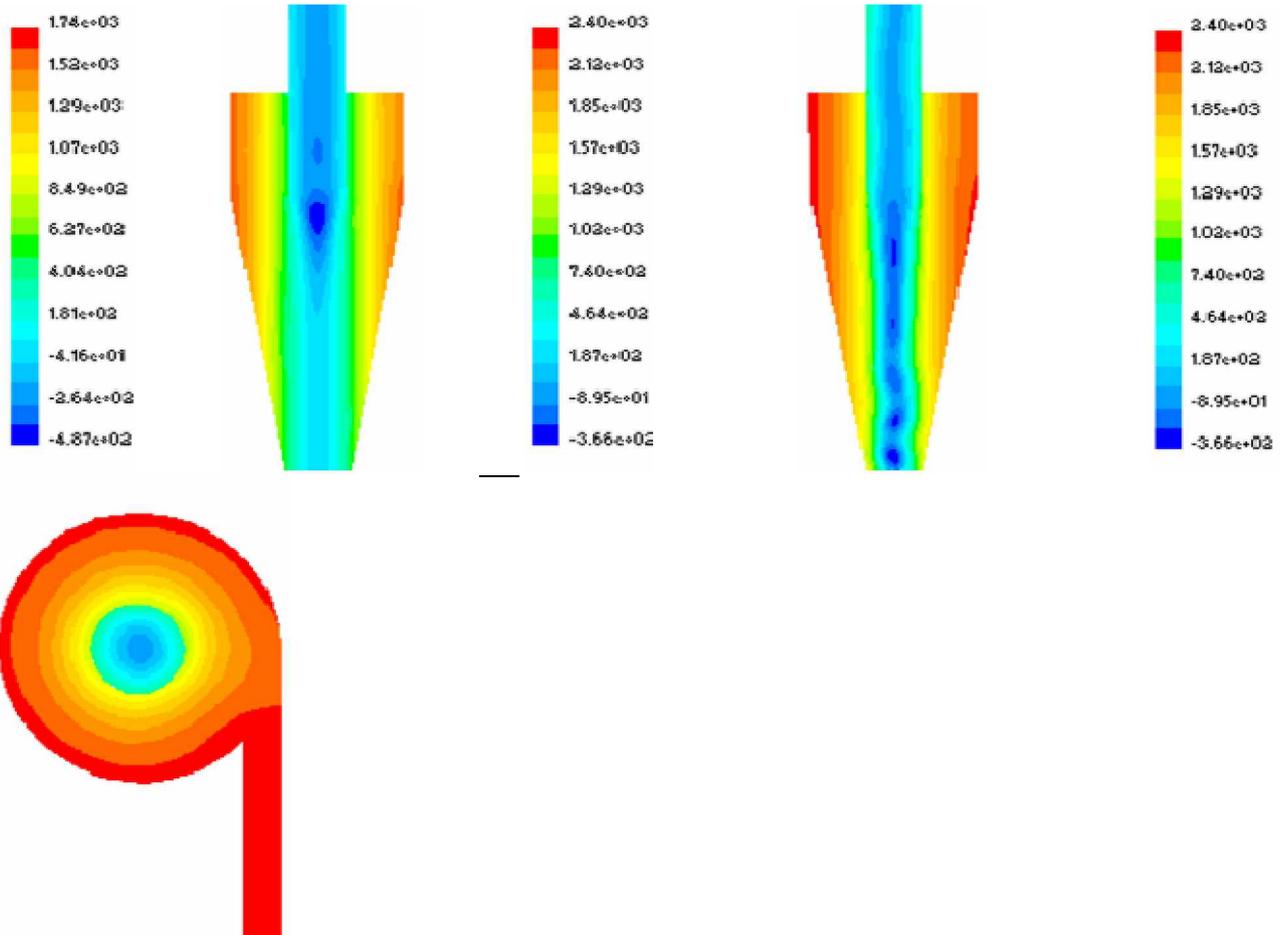


Figure 4.3 (a, b, c): Contour de la pression statique

Vitesse d'entrée  $v = 14.62 \text{ m/s}$ :

- a. Plan (xz)  $y=0$  modèle RNG k- $\epsilon$  RSM      b. Plan (xz)  $y=0$  modèle RSM      c. Plan (xy)  $z=350 \text{ mm}$  modèle RSM





**Figure 4.4 (a, b, c): Contour de la pression statique**

✓ **Vitesse résultante:**

Les figures (4.5.a) et (4.5.b), montrent respectivement les contours et les lignes de courant dans le plan (x, z) pour  $y=0$  et ceci pour les deux modèles de turbulence RNG k- $\epsilon$  et RSM. Par contre les figures (4.6.a.b) et (4.7.a.b), nous avons présenté deux stations dans la partie conique sous le conduit de sortie.

Par ailleurs, nous remarquons que dans les figures (4.5.a). (4.5.b), il y a une différence d'illustration de comportement de l'écoulement. La différence obtenue peut être due probablement aux modèles utilisés.

Le premier modèle RNG k- $\epsilon$  nous donne une vitesse résultante différente que celui du modèle RSM. Son comportement est bien illustré dans les figures (4.5.a) et (4.5.b), où on a remarqué une nette différence de comportement de l'écoulement par les deux modèles.

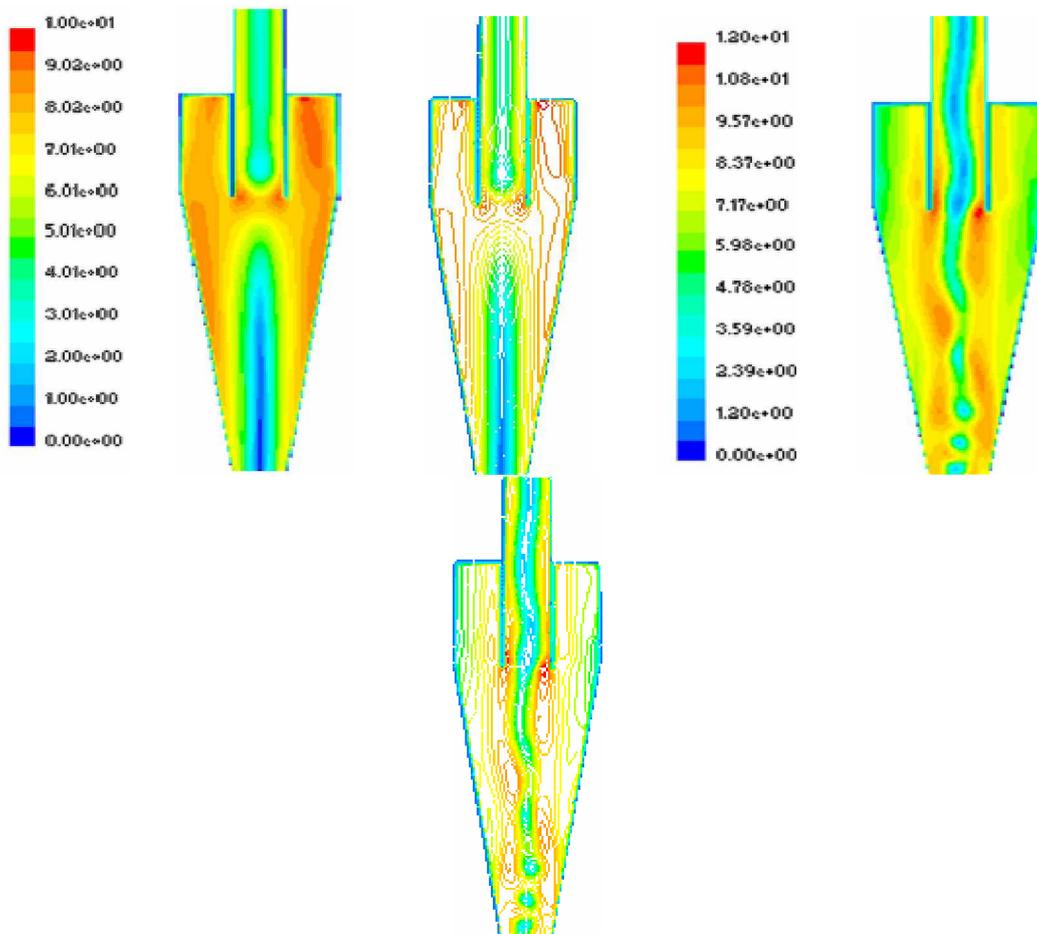
Dans les figures (4.6.a.b) et (4.7a.b), cette différence déjà citée entre les deux modèles montre clairement que le modèle RNG k- $\epsilon$  n'identifie pas nettement le basculement du fluide autour de l'axe du cyclone. On peut noter que c'est une faiblesse de ce modèle par rapport au modèle RSM.

✓ **Vitesse résultante:**

**Vitesse d'entrée  $v = 4.62\text{m/s}$ :**

a. Plan (xz)  $y=0$  modèle RNG k- $\epsilon$

b. Plan (xz)  $y=0$  modèle RSM



**Figure 4.5 (a, b): Contour de la vitesse résultante**

Plan (xy)  $z=100\text{mm}$  modèle RNG K- $\epsilon$

Plan (xy)  $z=100\text{mm}$  modèle RSM

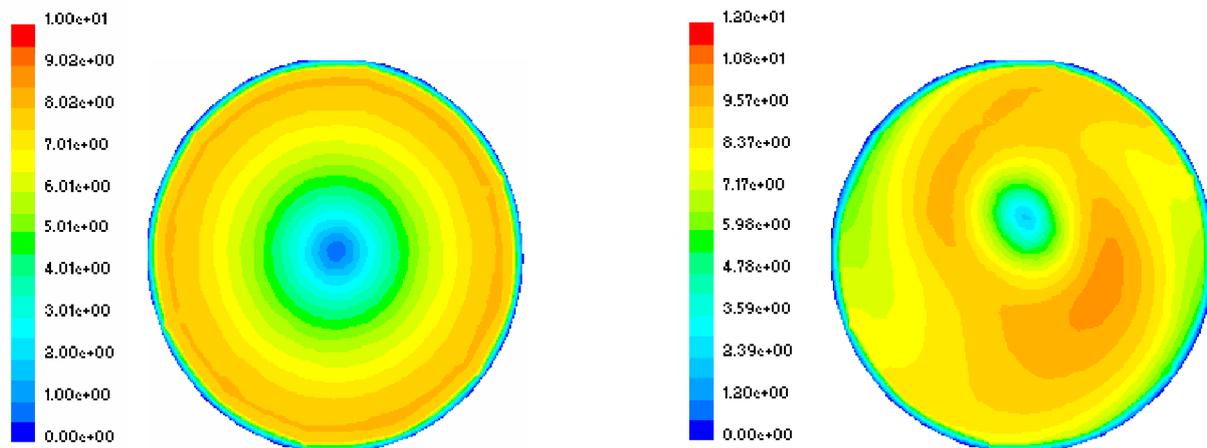


Figure 4.6 (a, b): Contour de la vitesse résultante

Plan (xy) z=250mm modèle RNG K-ε

Plan (xy) z=250mm modèle RSM

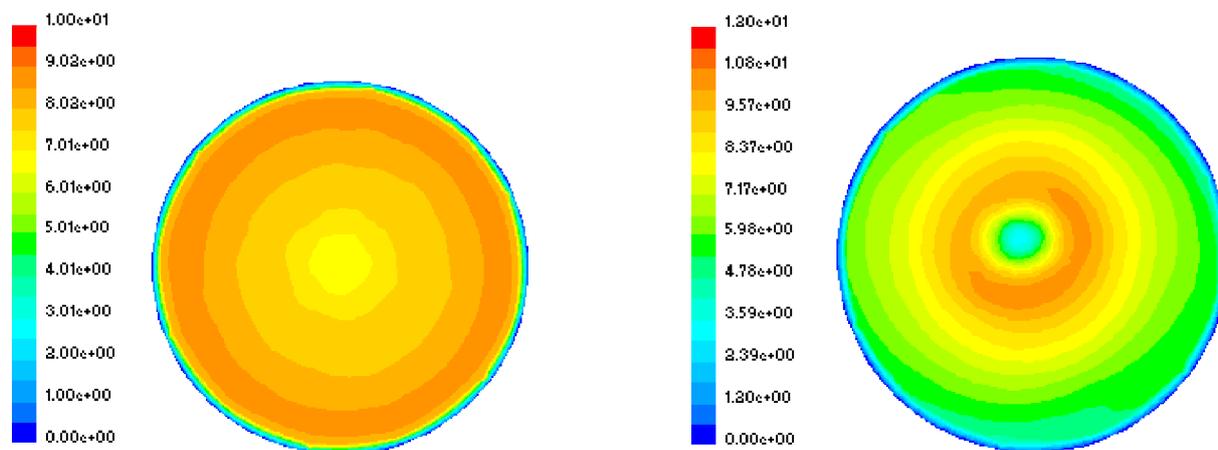


Figure 4.7 (a, b): Contour de la vitesse résultante

#### 4.1.2. Composantes de vitesse moyennes

##### 4.1.2.1. Vitesse axiale

Les figures (4.8.a.b) et (4.9.a.b) montrent la vitesse axiale en fonction des différentes vitesses d'entrée qui sont  $v = [4.62-1.48-14.62]$  m/s en deux stations choisies à  $z = 250$  mm et  $z = 350$  mm.

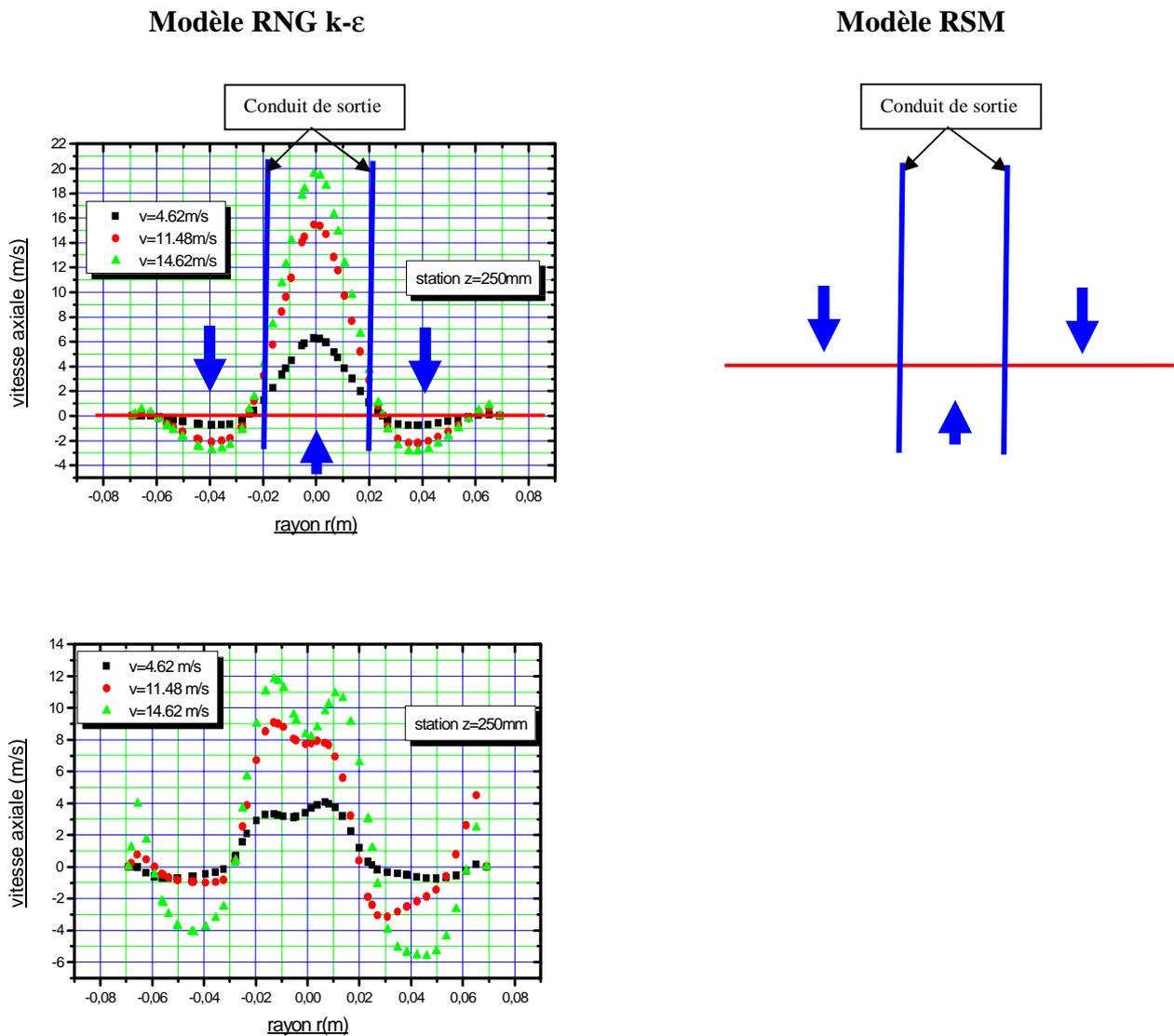
On remarque à la position  $z = 250$  mm les deux modèles donnent nettement des valeurs différentes de vitesse. Certainement, cette différence de valeurs est due que le modèle RSM nous simule que l'axe de l'écoulement est oscillatoire par rapport à l'axe du cyclone ce qui provoque en réalité une perte d'énergie alors que l'autre modèle ne capte pas ce phénomène.

On remarque aussi dans cette station qu'il y a deux flux, un flux descendant illustrer par des vitesses négatives, et un flux ascendant.

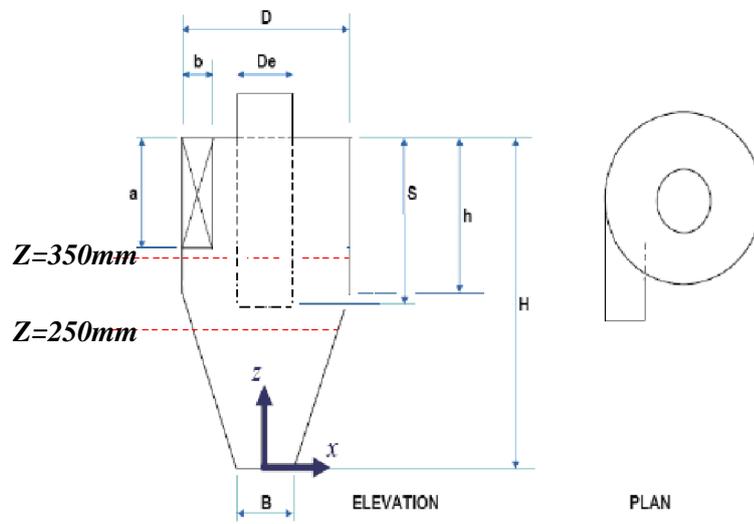
On mentionne que dans les figures (10.a.b) , (11.a.b) et (12.a.b) et ceci pour les deux modèles utilisés; une section fictive d'écoulement située sur le prolongement de la section de sortie; là c'est une frontière liquide où la vitesse est nulle entre les deux flux ascendant et descendant.

A la station  $z=350\text{mm}$  englobant deux parties, une partie entrante dans l'espace annulaire et une partie sortante au niveau du conduit de sortie séparer par une frontière solide, ici dans cette station, une nette différence est détectée entre les deux modèles. Si on prend le modèle RSM, la zone de sortie montre bien une dépression à l'axe du cyclone, ceci peut se remarquer par des vitesses très faibles. Par la suite, les particules proches de la paroi du conduit de sortie intérieurement, les vitesses sont nettement importantes.

- **Vitesse Axiale:**



**Figure 4.8 (a,b): Profils de la vitesse axiale**



**Modèle RNG k-ε**

**Modèle RSM**

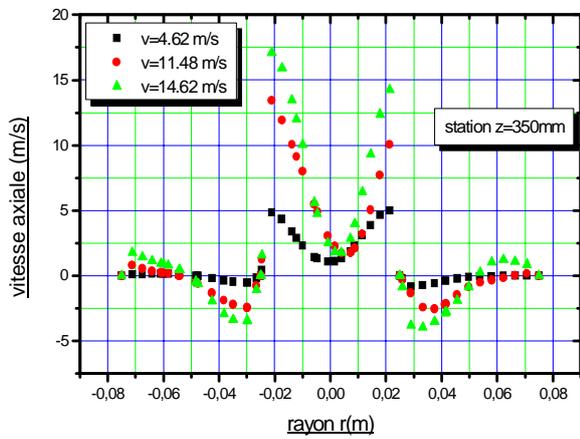
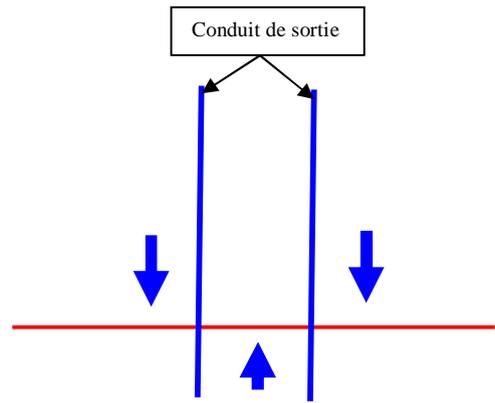
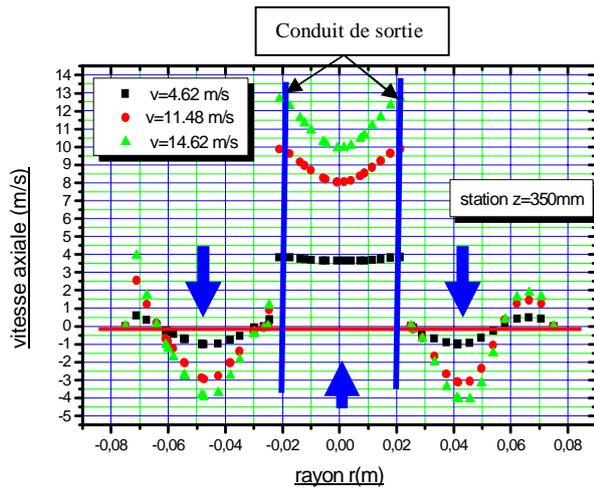


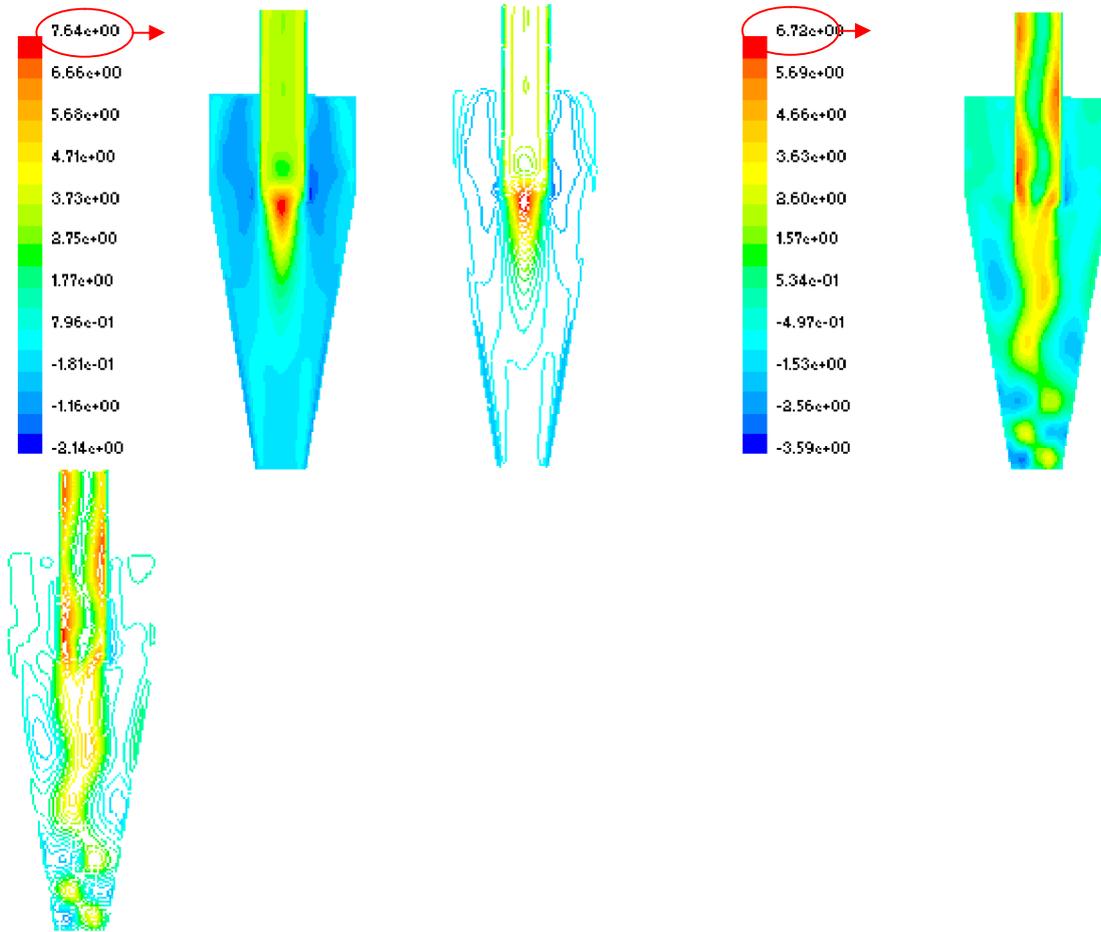
Figure 4.9 (a, b): Profils de la vitesse axiale

- Contour de la vitesse axiale

Vitesse d'entrée  $v = 4.62 \text{ m/s}$ :

a. Plan (xz) y=0 modèle RNG k-ε

b. Plan (xz) y=0 modèle RSM



**Figure 4.10 (a,b): Contour de la vitesse axiale**

**Vitesse d'entrée  $v = 11.48 \text{ m/s}$ :**

Plan (xz) y=0 modèle RNG k-ε

b. Plan (xz) y=0 modèle RSM

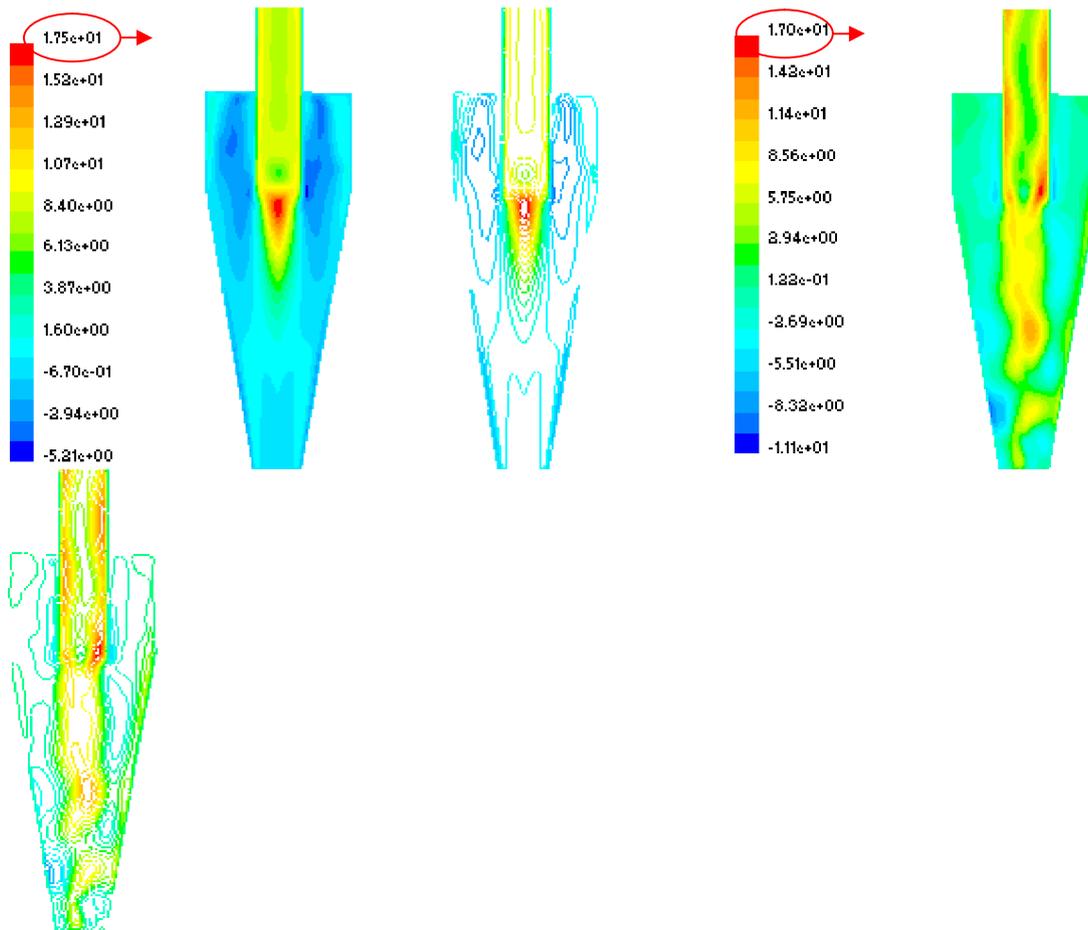


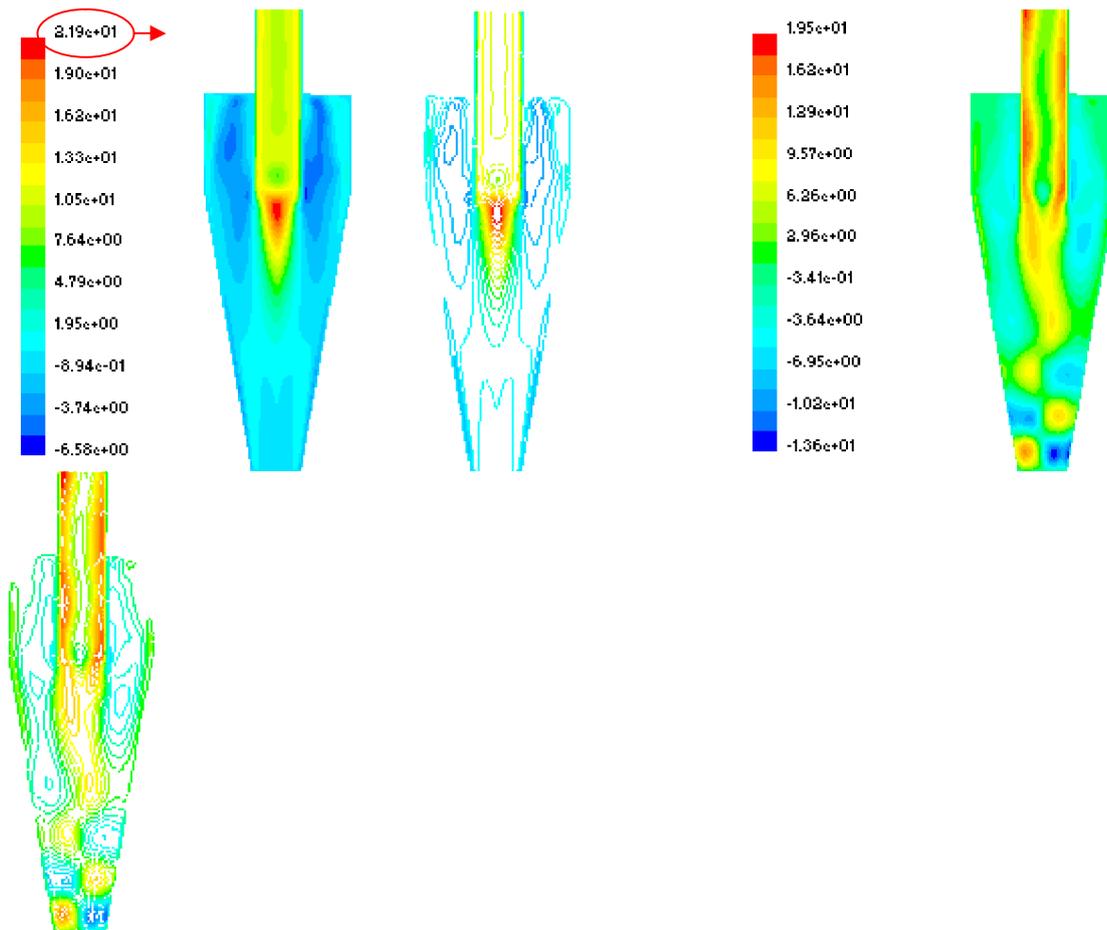
Figure 4.11 (a,b): Contour de la vitesse axiale

Vitesse d'entrée  $v = 14.62 \text{ m/s}$ :

Plan (xz)  $y=0$  modèle RNG k- $\epsilon$

b. Plan (xz)  $y=0$  modèle RSM





**Figure 4.12 (a,b): Contour de la vitesse axiale**

#### 4.1.2.2. Vitesse tangentielle:

A première vue, les deux résultats des vitesses tangentielles obtenues par les figures (4.13.a) et (4.13.b) reflètent une différence entre les deux modèles employés pour simuler l'écoulement.

Le modèle RSM présente alors deux vortex forcés, par contre le modèle RNG k- $\epsilon$  simule autrement ce phénomène. Il présente un vortex forcé avec une pente aiguë pour les différentes vitesses d'entrée suivi d'un autre vortex forcé avec une pente moins aiguë terminer par un vortex libre très limité en dimension selon le rayon ( $r$ ) près de la paroi.

Une autre remarque s'impose, plus la vitesse est grande plus l'intensité du vortex est importante avec un léger décalage de la séparation des deux vortex vers la paroi. Ceci s'applique essentiellement pour le RSM. Ce qui n'est pas le cas pour le modèle RNG k- $\epsilon$ , qui donne le sommet de séparation du vortex à la même distance  $r$ .

On peut conclure là en se référant à l'article de Mr Talbi [35], où il a effectué des mesures expérimentales en obtenant le même comportement pour le modèle RSM. Ce qui reflète, donc la faiblesse de l'autre modèle RNG k- $\epsilon$ .

La même remarque est faite pour les vitesses tangentielles figurant à la figure (4.14.a) et (4.14.b), où on remarque un flux sortant **FA** et un flux entrant **FD**.

Une différence se présente dans les quatre figures où le modèle RSM donne des valeurs plus intenses que le modèle RNG k- $\epsilon$ , par exemple pour la vitesse d'entrée  $v=14.62\text{m/s}$  sa vitesse tangentielle maximale est  $36\text{m/s}$  pour le modèle RSM, tandis que sa valeur pour le modèle RNG k- $\epsilon$  est de  $34\text{m/s}$ .

Pour les contours, les vitesses tangentielles pour le RSM se trouvent sur le prolongement du conduit de sortie, par contre le modèle RNG k- $\epsilon$  le maximum des vitesses tangentielles se trouve rejeter vers les parois voir les figures (4.15.a.b), (4.16.a.b) et (4.17.a.b).

La même remarque se répète pour les autres vitesses, le modèle RNG k- $\epsilon$  nous présente des petites zones de recirculation dans le coin de la partie droite du cyclone.

- **Vitesse tangentielle**

**Modèle RNG k- $\epsilon$**

**Modèle RSM**

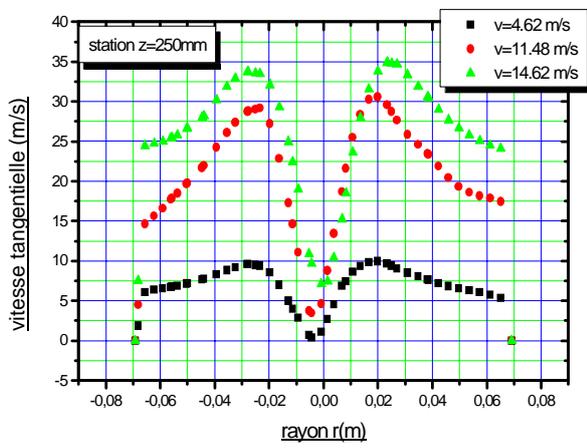
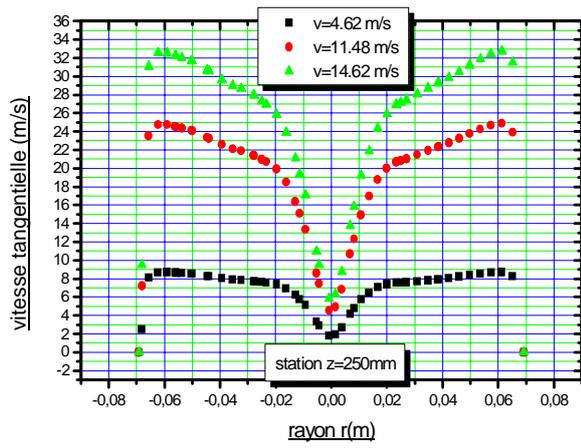
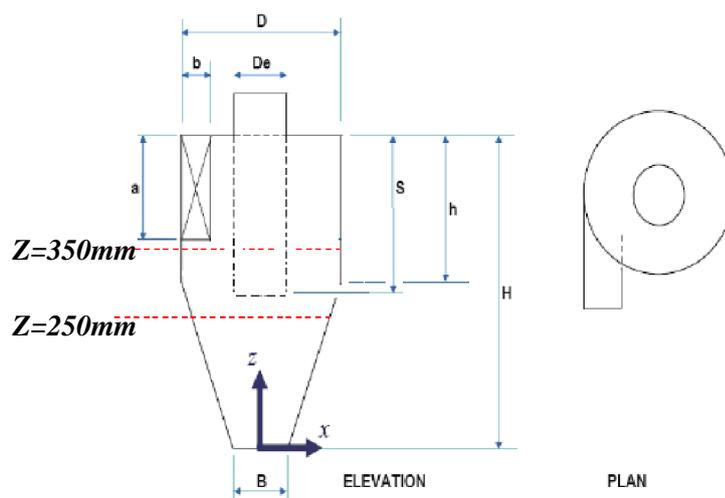
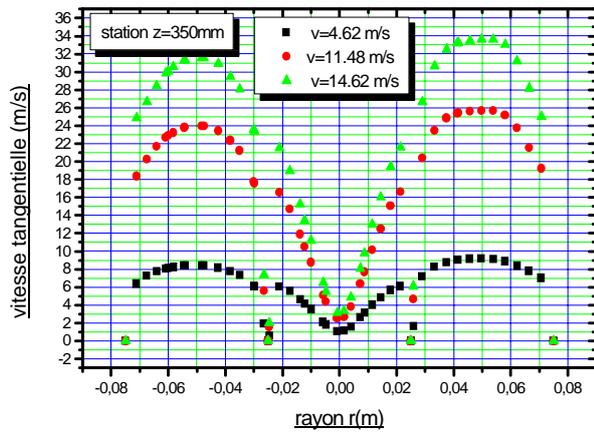


Figure 4.13 (a,b): Profils de la vitesse tangentielle



### Modèle RNG k-ε



### Modèle RSM

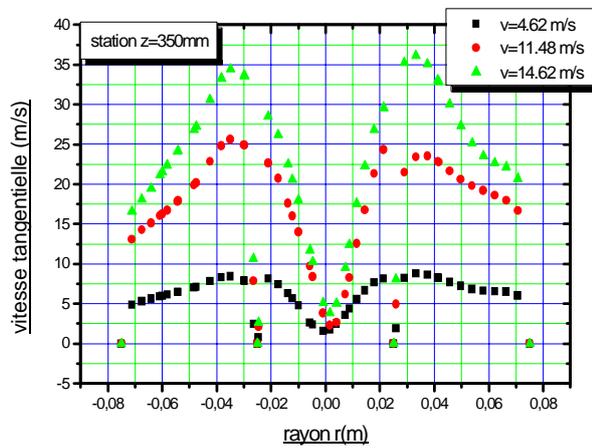
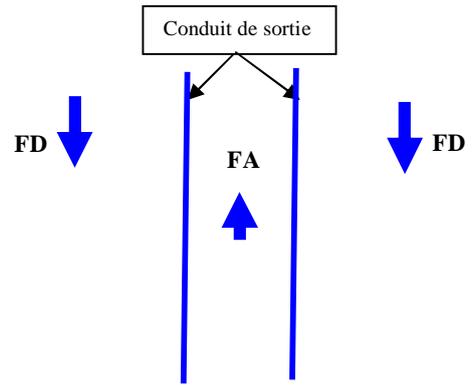


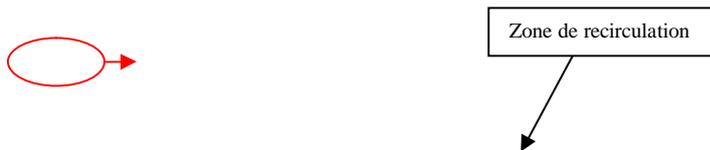
Figure 4.14 (a,b): Profils de la vitesse tangentielle

- Contour de la vitesse tangentielle

Vitesse d'entrée  $v = 4.62 \text{ m/s}$ :

a. Plan (xz)  $y=0$  modèle RNG k-ε

b. Plan (xz)  $y=0$  modèle RSM



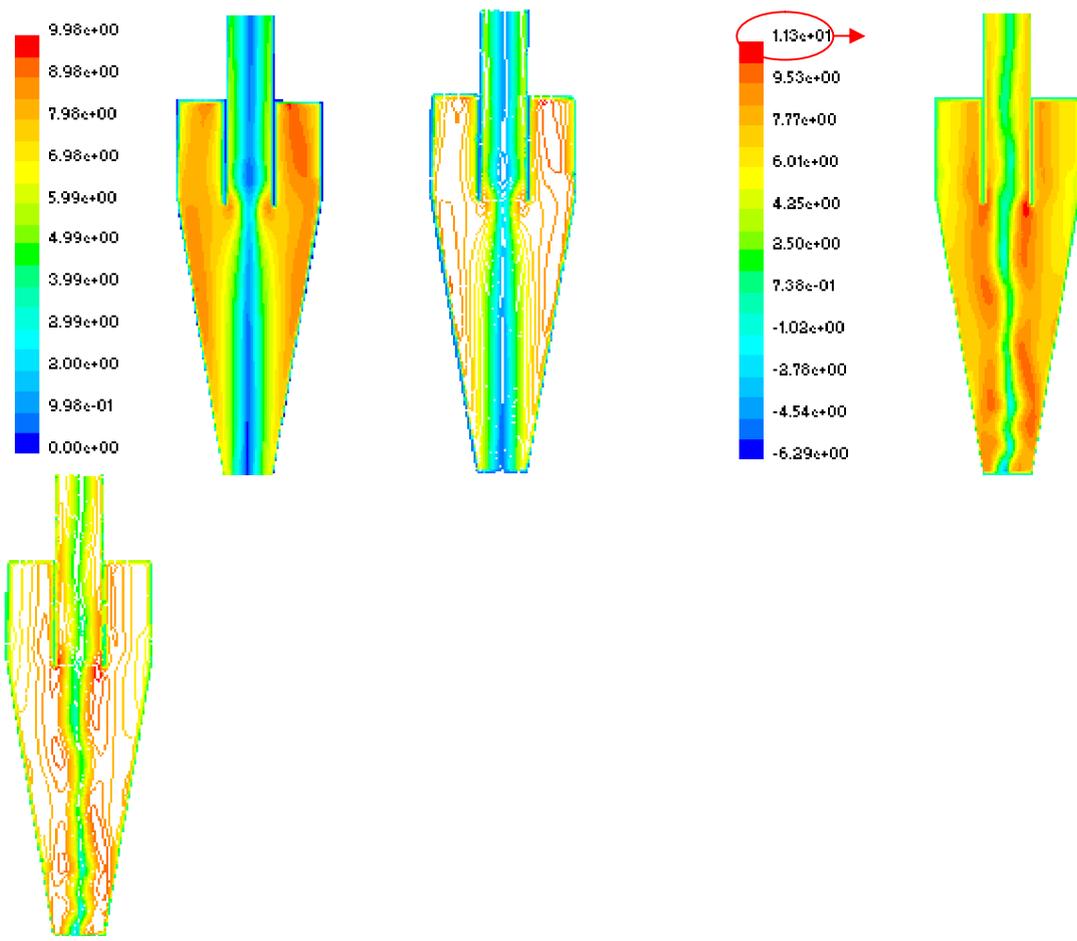


Figure 4.15 (a, b): Contours de la vitesse tangentielle

Vitesse d'entrée  $v = 11.48$  m/s:

a. Plan (xz)  $y=0$  modèle RNG k- $\epsilon$   
RSM

b. Plan (xz)  $y=0$  modèle



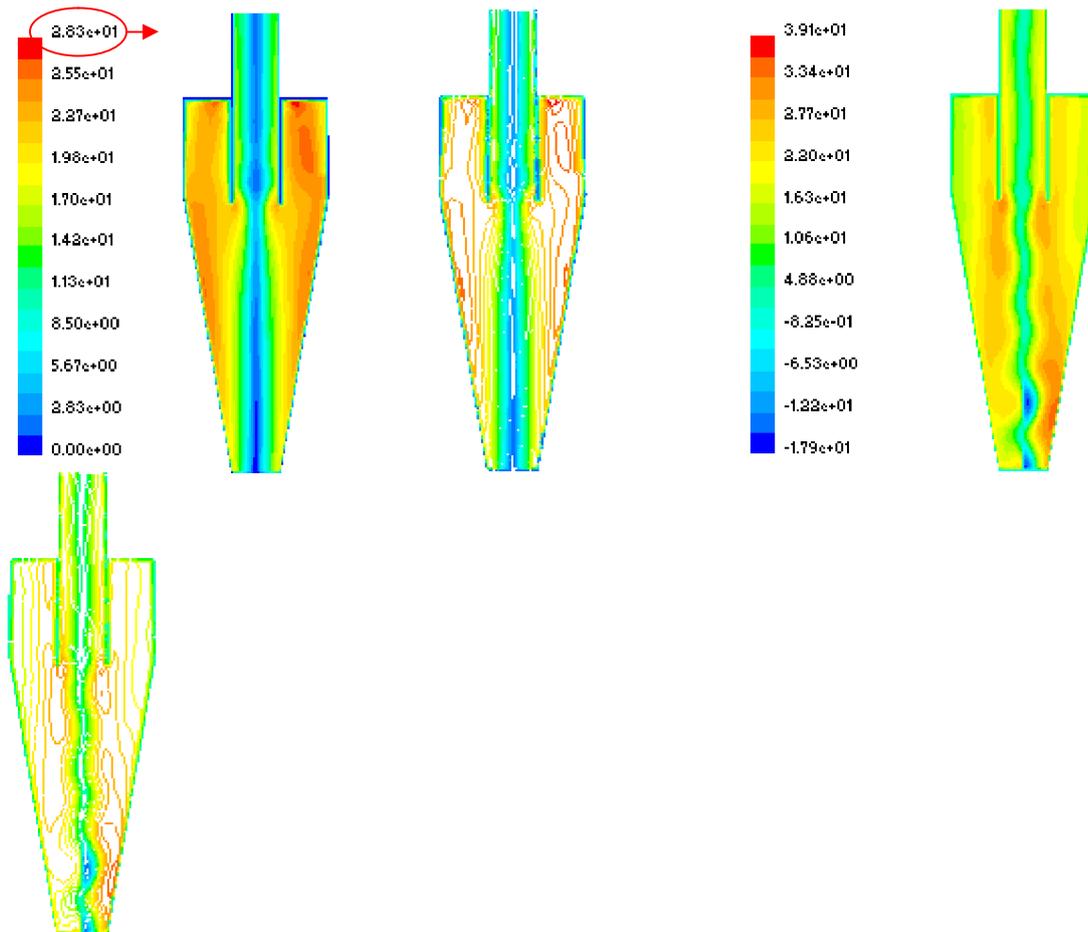


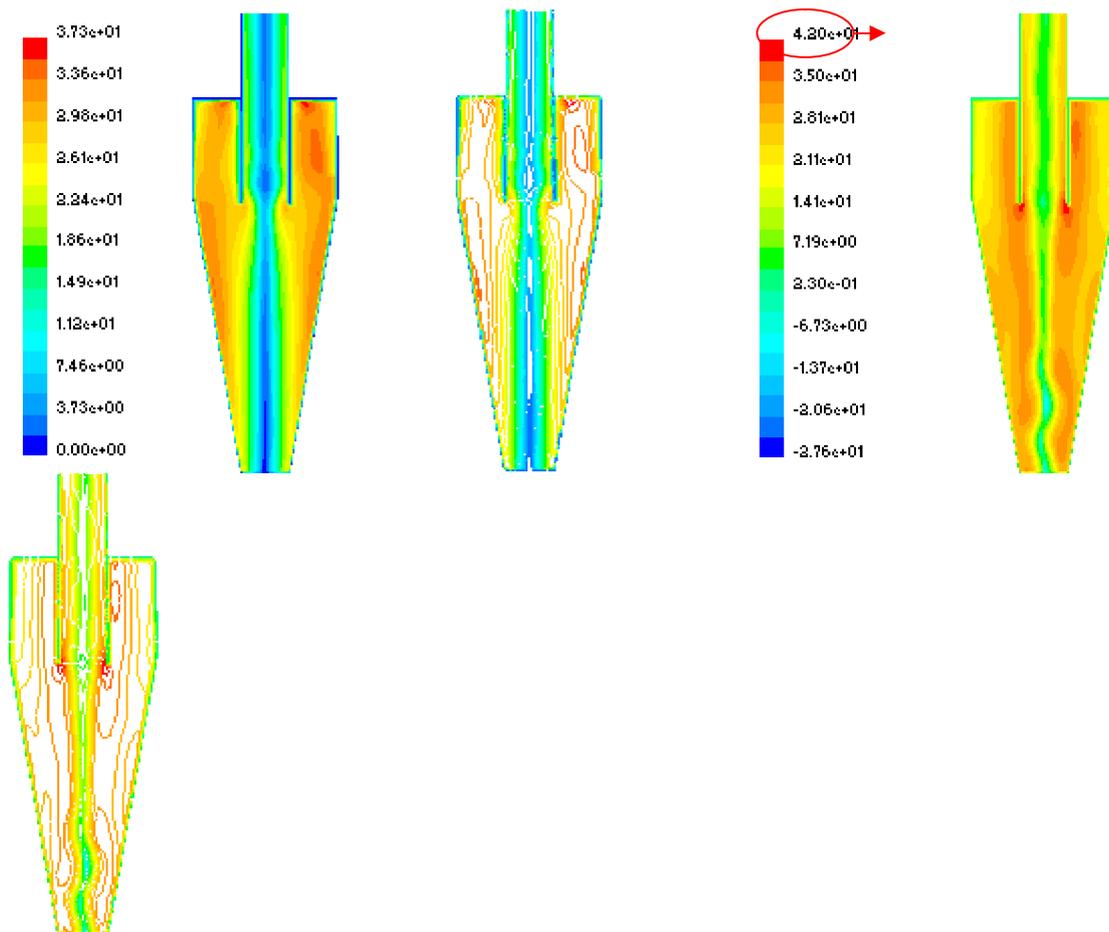
Figure 4.16 (a, b): Contours de la vitesse tangentielle

Vitesse d'entrée  $v = 14.62$  m/s:

a. Plan (xz)  $y=0$  modèle RNG k- $\epsilon$   
RSM

b. Plan (xz)  $y=0$  modèle





**Figure 4.17(a,b): Contours de la vitesse tangentielle**

#### 4.1.2.3. Vitesse radiale:

D'après les figures (4.18.a.b) et (4.19.a.b) à la position  $z=250\text{mm}$ , le comportement des vitesses est différent pour les deux modèles.

La vitesse radiale du modèle RNG k- $\epsilon$  présente une symétrie de comportement par rapport à l'axe où on remarque des gradients de vitesse très importants dans la région où les particules trouvent une facilité de s'échapper vers le conduit de sortie. Ce qui n'est le cas pour le modèle RSM, son comportement de la vitesse radiale présente un comportement tout à fait opposé par rapport à l'axe, où toutes les vitesses s'annulent sur celui-ci.

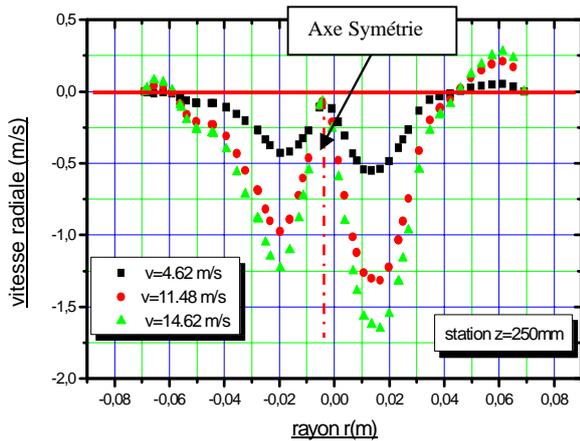
A la position  $z = 450\text{mm}$  le même comportement persiste par le modèle RSM. on note alors, une façon oscillatoire de la vitesse radiale à cette station. Par conséquent, le comportement de la vitesse radiale pour le modèle RNG k- $\epsilon$  à cette même position  $z = 450\text{mm}$  est aléatoire.

Aux figures (4.20.a), (4.21.a) et (4.22.a), on enregistre que la vitesse radiale est oscillatoire par rapport à l'axe du cyclone. Par ailleurs, dans les figures (4.20.b), (4.21.b) et (4.22.b) des vitesses radiales se remarquent à l'entrée du cyclone et à l'entrée du conduit de sortie.

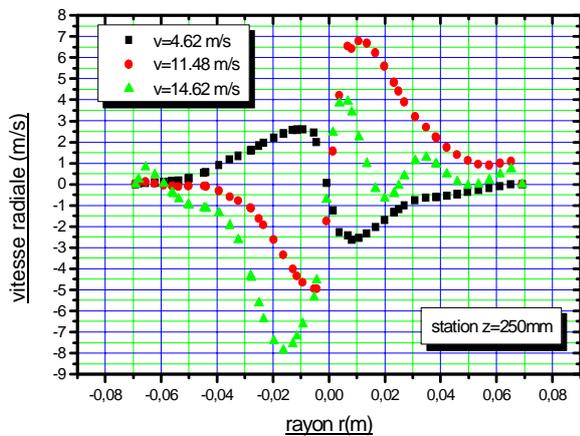
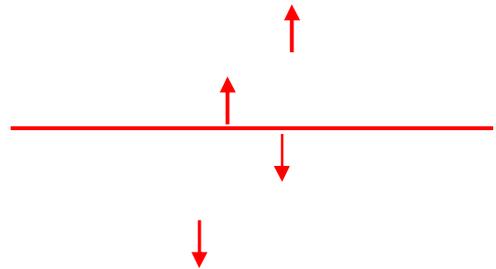
On peut remarquer que plus on s'éloigne du fond du cône plus l'intensité de la vitesse radiale s'amplifie.

- **Vitesse radiale:**

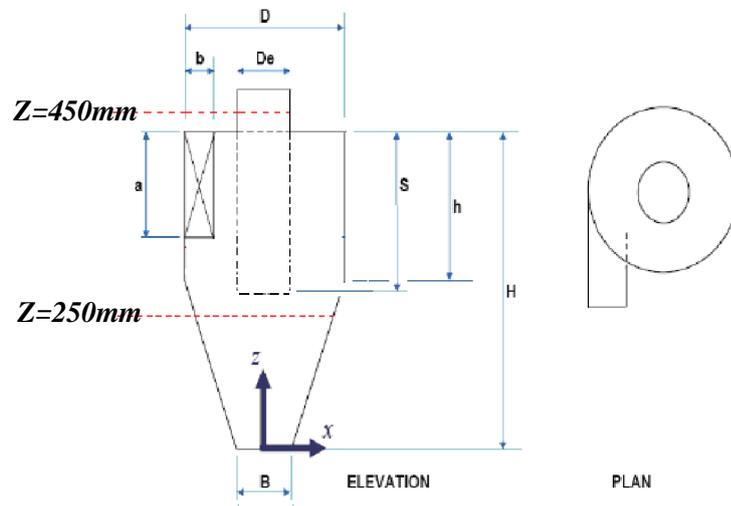
**Modèle RNG k- $\epsilon$**



**Modèle RSM**

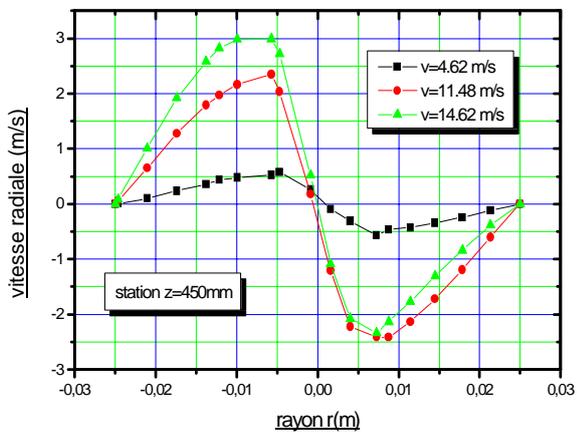
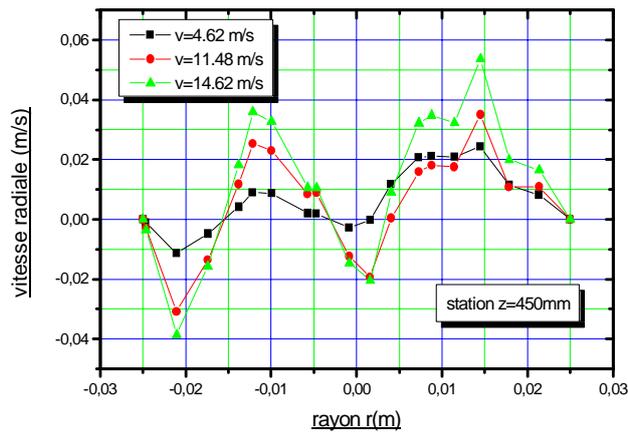


**Figure 4.18 (a, b): Profils de la vitesse radiale**



**Modèle RNG k-ε**

**Modèle RSM**



**Figure 4.19 (a,b): Profils de la vitesse radiale**

- Contour de la vitesse Radiale

Vitesse d'entrée  $v= 4.62\text{m/s}$ :

a. Plan (xz) y=0 modèle RSM

b. Plan (xz) y=0 modèle RNG k-ε

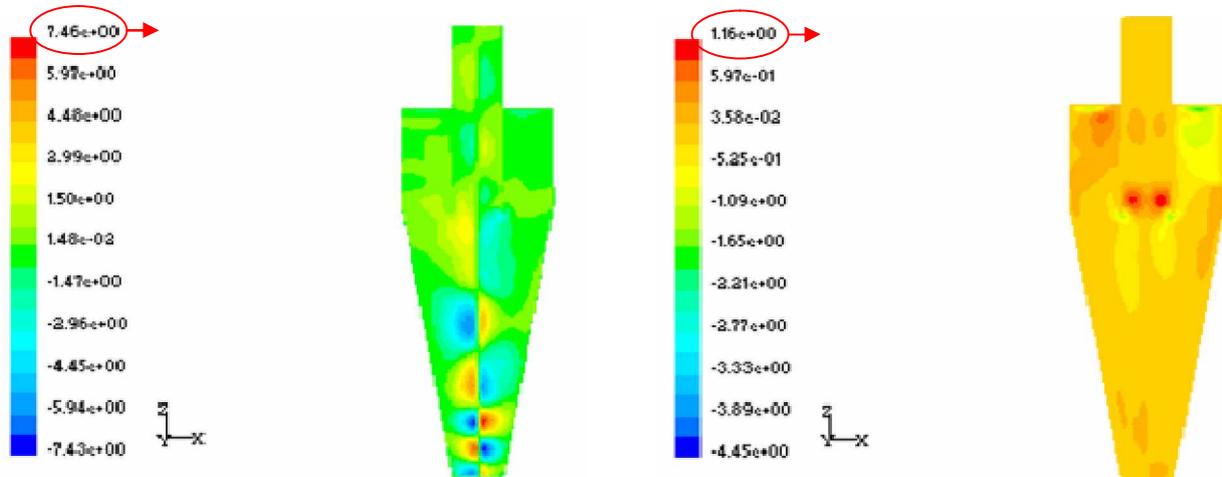


Figure 4.20 (a, b): Contours de la vitesse radiale

Vitesse d'entrée  $v = 11.48 \text{ m/s}$ :

a. Plan (xz) y=0 modèle RSM

b. Plan (xz) y=0 modèle RNG k-ε

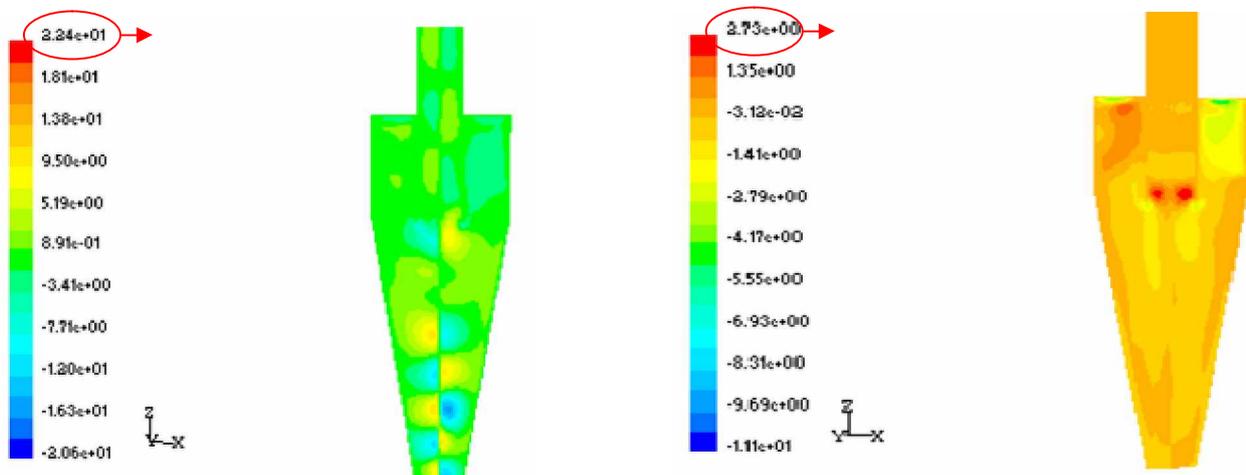


Figure 4.21 (a,b): Contours de la vitesse radiale

Vitesse d'entrée  $v = 14.62 \text{ m/s}$ :

a. Plan (xz)  $y=0$  modèle RSM

b. Plan (xz)  $y=0$  modèle RNG k- $\epsilon$

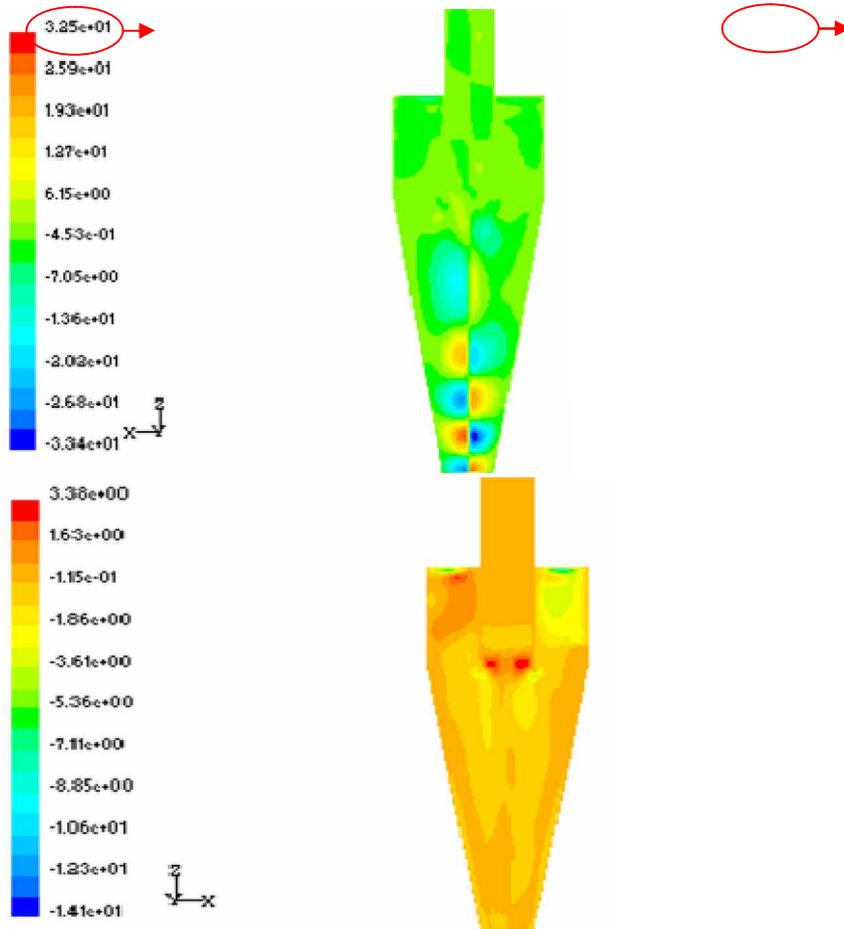


Figure 4.22 (a,b): Contours de la vitesse radiale

### 4.1.3. Champ Turbulent

#### 4.1.3.1. Energie cinétique turbulente

Les figures (4.23.a.b), (4.24.a.b) et (4.25.a.b) montrent des contours de l'énergie cinétique turbulente à différentes vitesses d'entrée. On constate que près du conduit de sortie, une création d'un fort gradient de vitesse qui appelle les particules à changer de direction ce qui génère en faite une augmentation de l'énergie cinétique turbulente. Où, l'énergie cinétique turbulente est maximale dans cette région fortement turbulente.

Dans le plans (xz) pour  $y = 0$ . au fond du cyclone une manifestation de l'énergie cinétique turbulente du modèle RSM nous détecte une forme de quatre aubes. Cette configuration un peu originale est due sûrement au gradient de vitesse provoqué par l'effet du cône qui convertit autres énergies de l'écoulement en des augmentations de vitesse.

- Energie cinétique turbulente

Vitesse d'entrée  $v = 4.62\text{m/s}$ :

a. Plan (xz)  $y=0$  modèle RSM

b. Plan (xz)  $y=0$  modèle RNG k- $\epsilon$

$\epsilon$

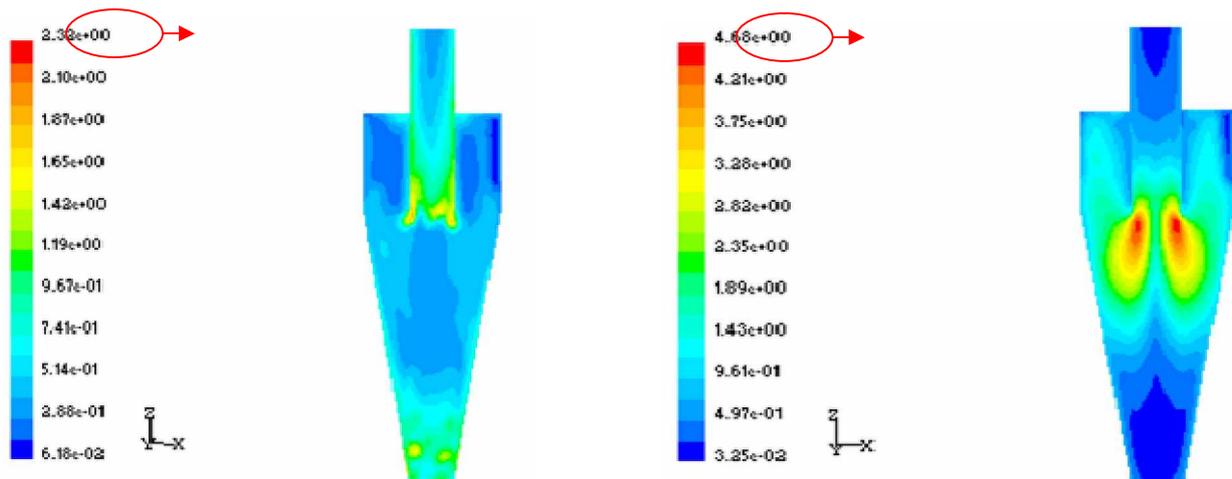


Figure 4.23 (a,b): Contours de l'énergie cinétique turbulente

Vitesse d'entrée  $v = 11.48\text{m/s}$ :

a. Plan (xz)  $y=0$  modèle RSM

b. Plan (xz)  $y=0$  modèle RNG k- $\epsilon$



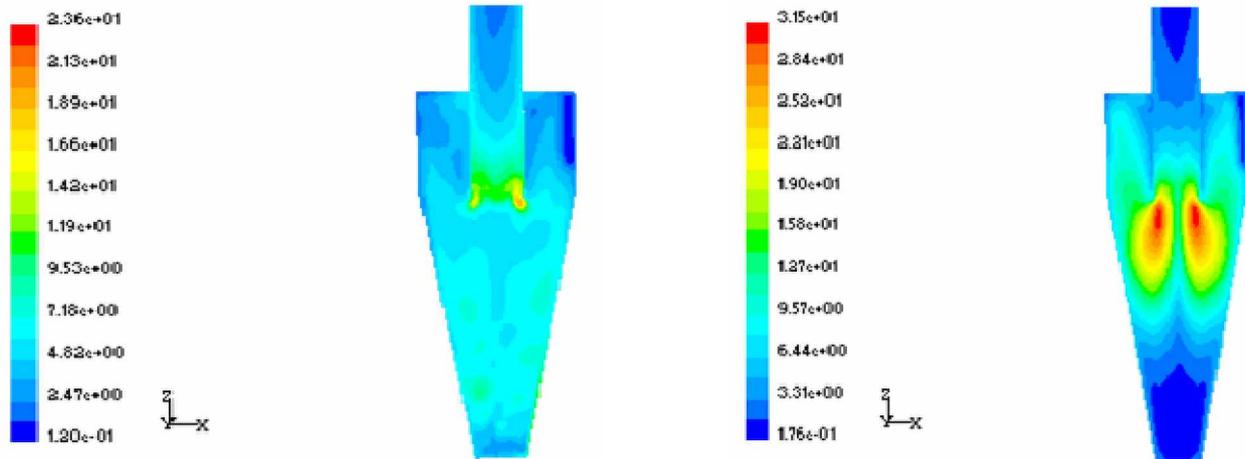


Figure 4.24 (a,b): Contours de l'énergie cinétique turbulente

Vitesse d'entrée  $v = 14.62\text{m/s}$ :

a. Plan (xz)  $y=0$  modèle RSM

b. Plan (xz)  $y=0$  modèle RNG k- $\epsilon$

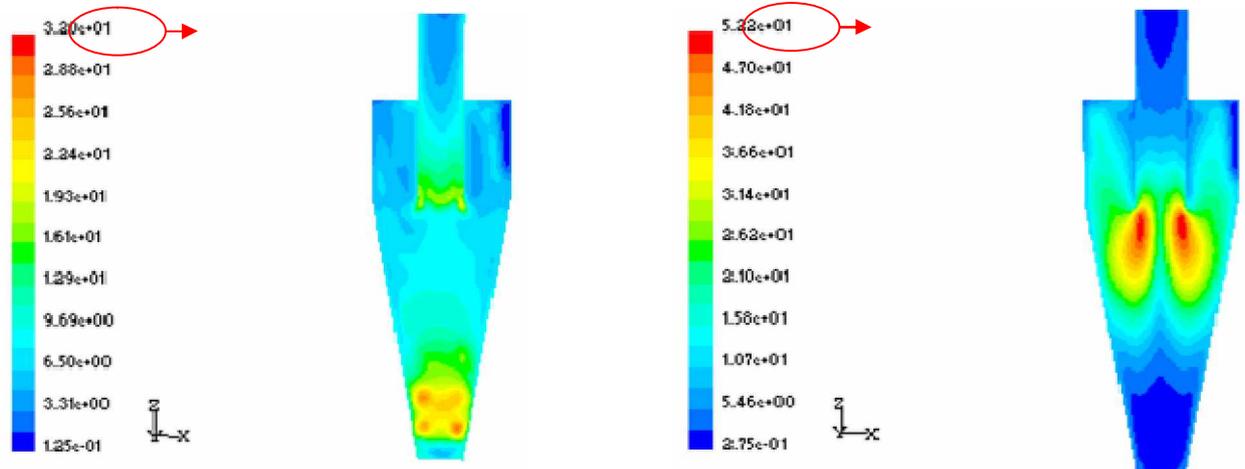


Figure 4.25 (a,b): Contours de l'énergie cinétique turbulente

#### 4.1.3.2. Contraintes normales de Reynolds

A la position  $z=100\text{mm}$  figure (4.26.a). Les contraintes normales de Reynolds sont beaucoup plus intenses près des parois dues essentiellement à la forte perturbation des gradients de vitesse dans ces localités. A la position  $z=250\text{mm}$  figure (4.26.b). La contrainte  $V^2$  est maximale, localiser près des parois avec une valeur de  $V^2=0.57\text{m}^2/\text{s}^2$ . Egalement, la contrainte  $U^2$  son maximum est localisé là où il y a des fortes gradients de vitesse entre les deux vortex  $U^2=0.56\text{m}^2/\text{s}^2$ . Encore, la contrainte  $W^2$  toujours son maximum est localisé sur le prolongement de la surface fictive ( $W^2=0.34\text{m}^2/\text{s}^2$ ).

A la sortie à  $z=450\text{mm}$  figure (4.26.c). L'intensité tourbillonnaire plaque le flux contre les parois ce qui engendre une forte perturbation par conséquent des contraintes importantes sont produites.

- **Contrainte Normale de Reynolds**

**Vitesse d'entrée  $v= 4.62\text{m/s}$ :**

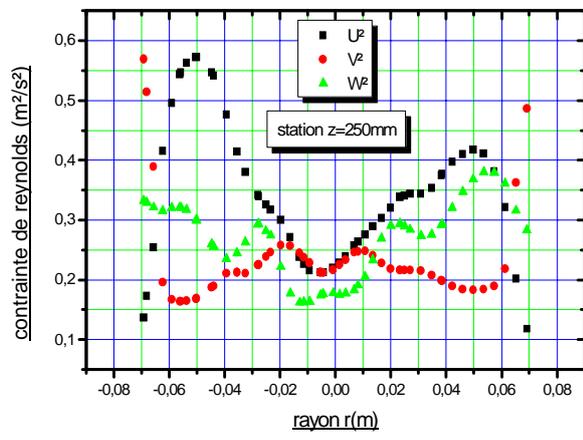
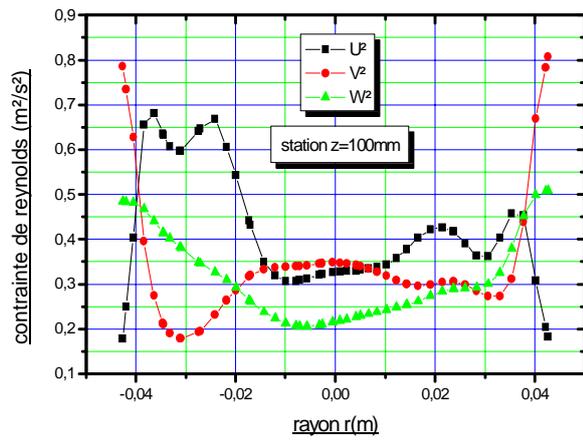
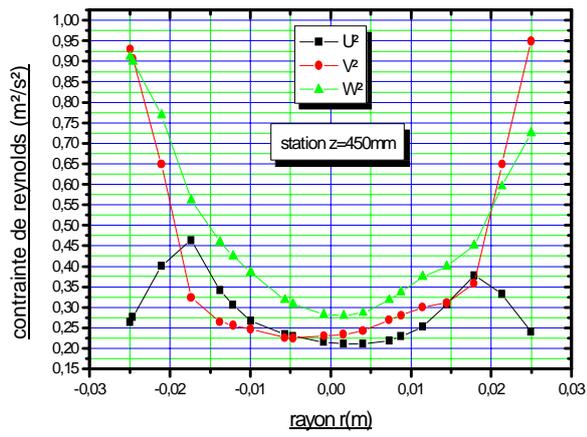


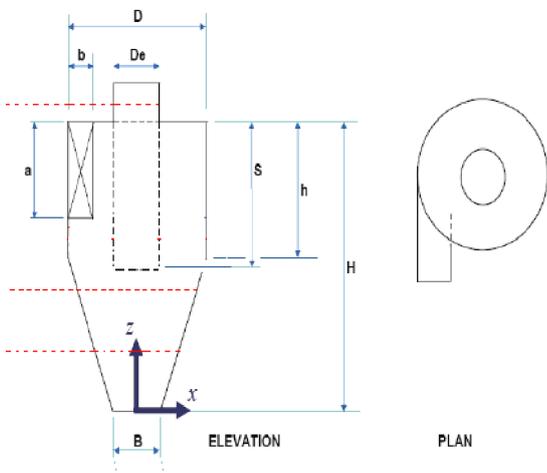
Figure 4.26 (a,b): Profils des contraintes normales de Reynolds



*Z=450mm*

*Z=250mm*

*Z=100mm*



**Figure 4.26 ( c ) : Profils des contraintes normales de Reynolds**

a. Contrainte tangentielle  $v_v$

b. Contrainte axiale  $w_w$

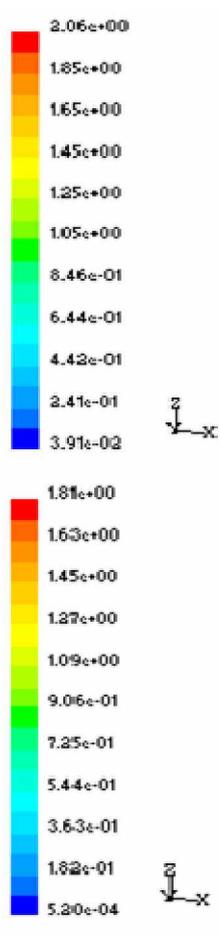


Figure 4.27 (a,b): Contours des contraintes normales de Reynolds

## Chapitre IV : Résultats et discussion

### 4.2. Effet de la température sur le comportement de l'écoulement d'un cyclone

#### 4.2.1. Pression statique et chute de pression

Dans la figure (4.28.a), on présente la chute de pression en fonction de la température. La corrélation trouvée est que, plus la température augmente plus la chute de pression diminue, pour les deux modèles de turbulence RNG k- $\epsilon$  et RSM.

Un rapprochement a été mené comparativement par rapport à d'autres travaux effectués par d'autres auteurs dans le même domaine (approche faite avec **Jolius Gim bun et Al** [13]). L'affrontement entre les deux résultats présente un comportement similaire.

A la figure (4.28.b) nous avons présenter une courbe  $\log \Delta P = f(\log T)$ , cette courbe nous donne une pente égale à 0.746. Ce qui confirme que plus la température augmente plus la chute de pression diminue.

Dans les figures (4.29.a.b), (4.30.a.b) et (4.31.a.b), on expose les contours de la pression statique configurés par les différentes températures qui sont  $T = [293-850-1123]$  k donnent des pressions affaiblies toute en augmentant la température de l'air à l'entrée, puisque la densité du fluide diminue et la viscosité augmente. Si on examine le positionnement de l'axe de l'écoulement, on observe que l'intensité de la fréquence d'oscillation diminue avec l'augmentation de la température.

#### **Remarque:**

Tous les travaux par la suite seront discuter en utilisant le modèle RSM.

#### ∨ **Chute de Pression :**

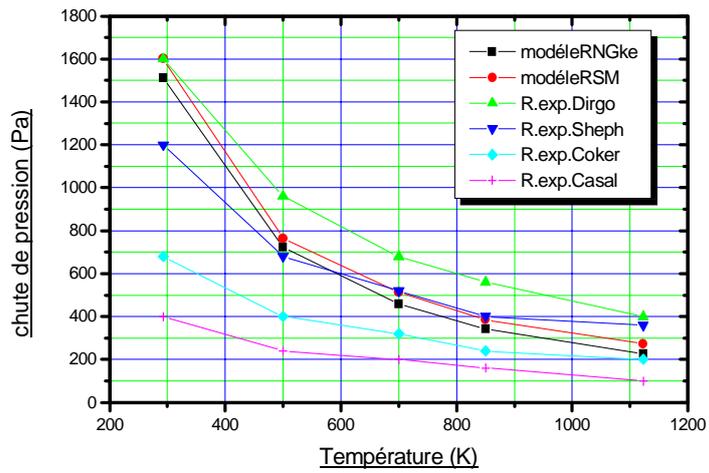
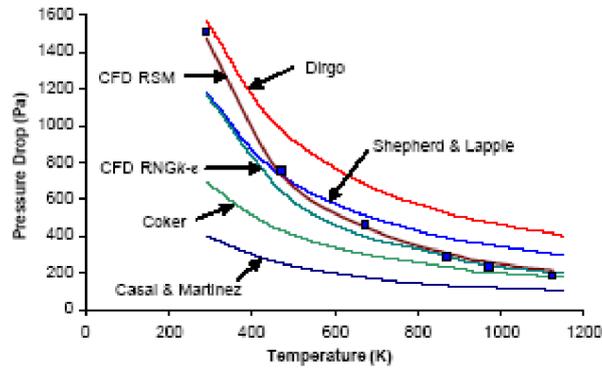


Figure 4.28 (a): Chute de pression



- Vérification de la chute de Pression

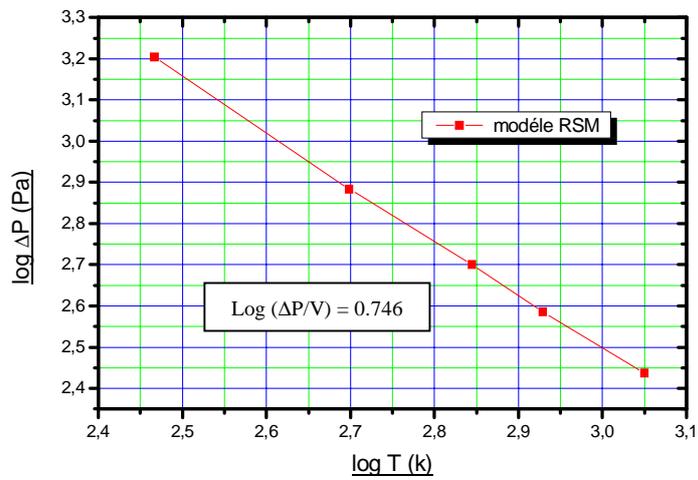


Figure 4.28 (b): Vérification de la chute de pression

- ✓ Contour de la Pression Statique:

Température d'entrée T=293k:

a. Plan (xz) y=0 modèle RSM

b. Plan (xy) z=250mm modèle RSM

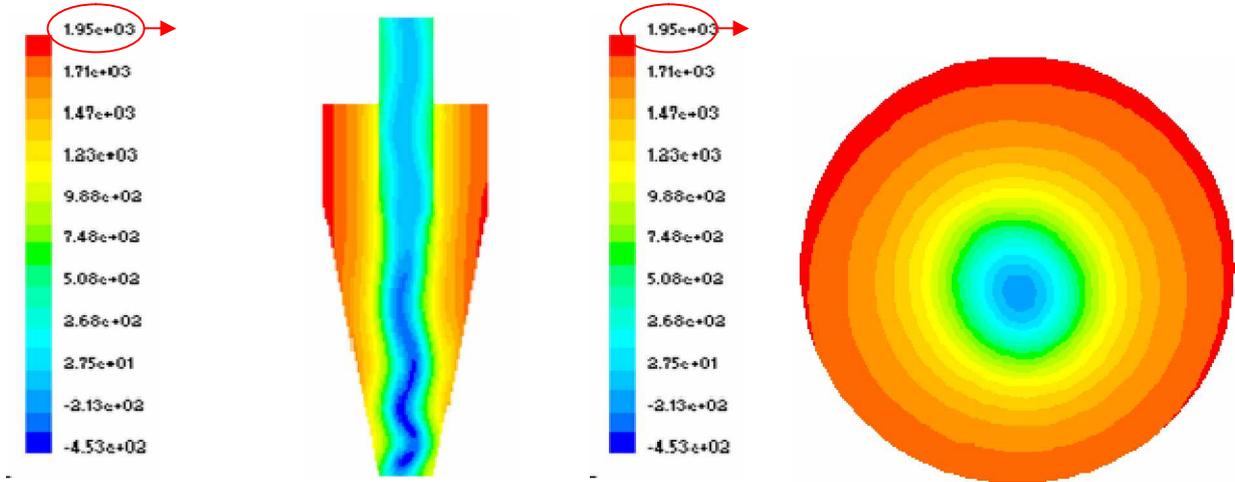


Figure 4.29 (a,b): Contours de la pression statique

Température d'entrée T= 850k:

b. Plan (xz) y=0 modèle RSM

b. Plan (xy) z=250mm modèle RSM

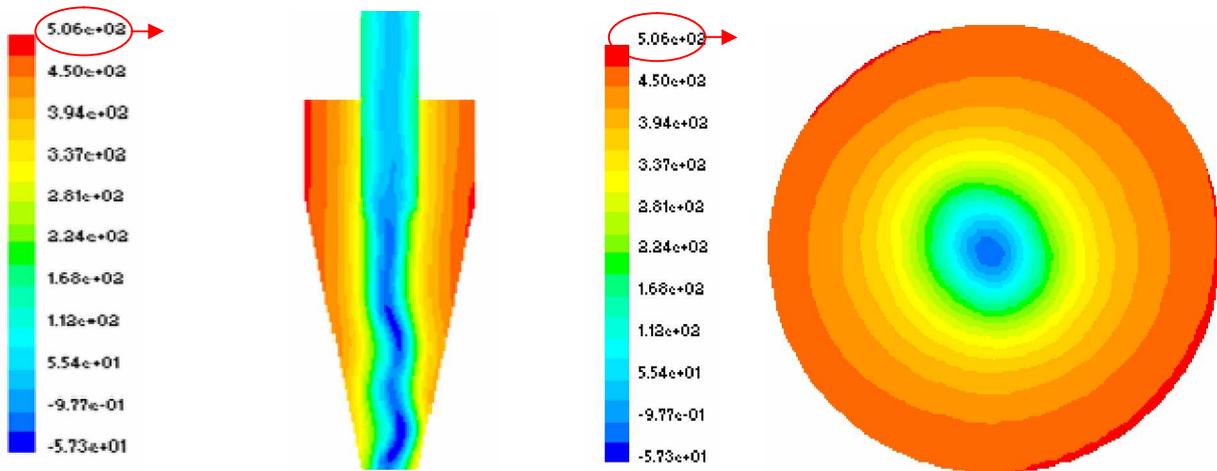


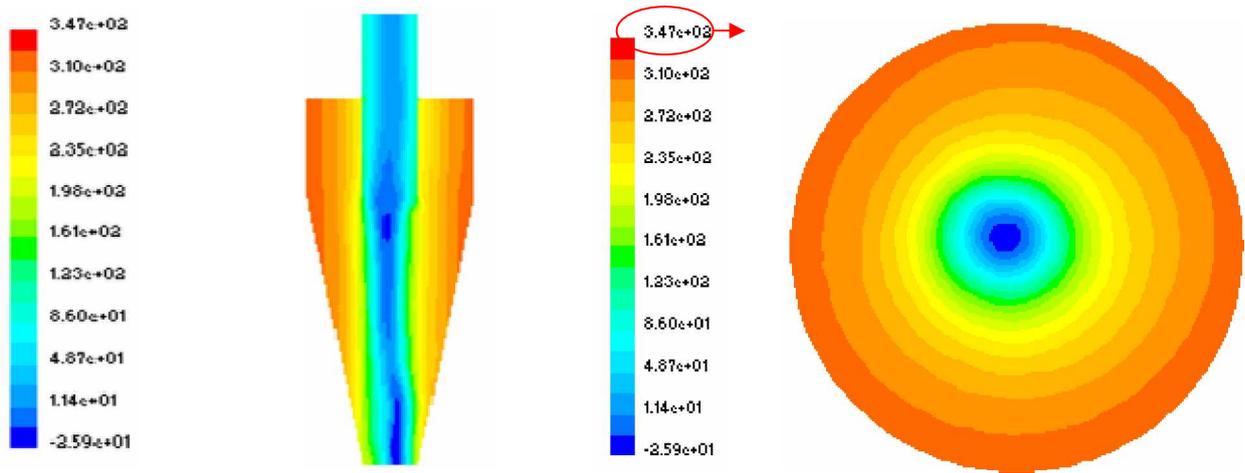
Figure 4.30 (a,b): Contours de la pression statique

Température d'entrée T= 1123k:

c. Plan (xz) y=0 modèle RSM

b. Plan (xy) z=250mm modèle RSM





**Figure 4.31(a,b): Contours de la pression statique**

✓ **Vitesse Résultante:**

Les figures (4.32), (4.33) et (4.34) montrent les contours de la vitesse résultante respectivement obtenues par les modèles de turbulence étudiés dans le plan (xz)  $y=0$ , dans différentes température d'entrée  $T = [293-850-1123]$  k. Les résultats font apparaître la particularité suivante:

La conduite de la vitesse résultante se comporte différemment pour les trois températures et présente son maximum à des endroits différents.

✓ **Vitesse résultante:**

**Température d'entrée  $T = 293$ k:**

a. Plan (xz)  $y=0$  modèle RSM

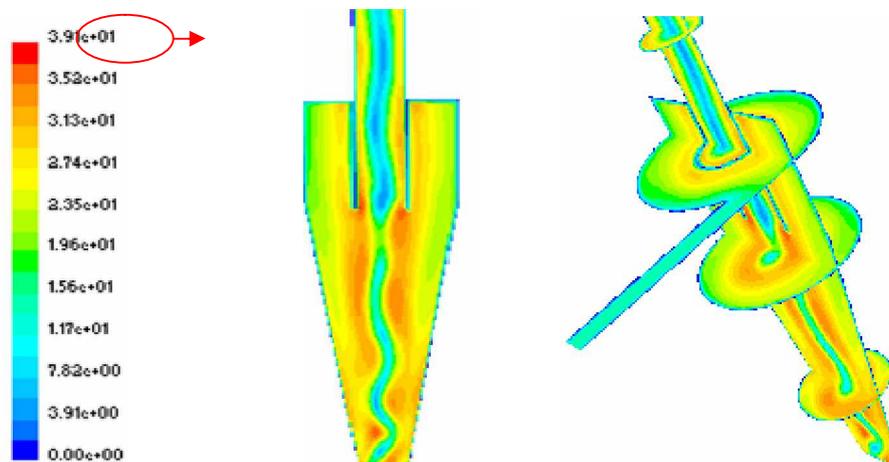


Figure 4.32: Contours de la vitesse résultante

Température d'entrée T= 850k:

a. Plan (xz) y=0 modèle RSM

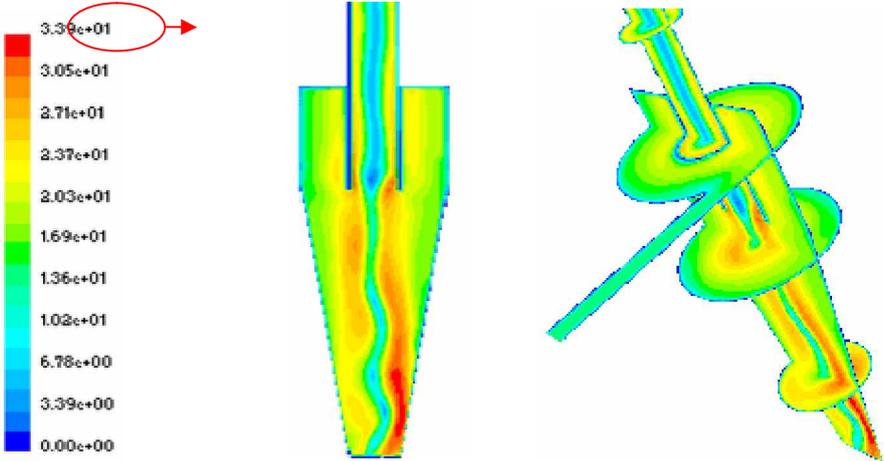
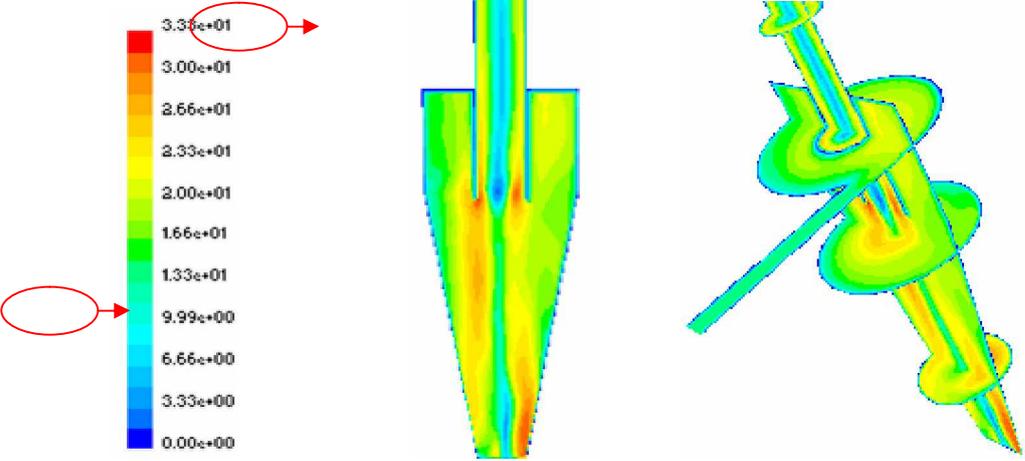


Figure 4.33: Contours de la vitesse résultante

Température d'entrée T= 1123k:

a. Plan (xz) y=0 modèle RSM



**Figure 4.34: Contours de la vitesse résultante**

## **4.2.2. Composantes de vitesse moyennes**

### **4.2.2.1. Vitesse axiale**

Les profils de la composante axiale des vitesses des différents modèles de turbulence avec différentes température d'entrée  $T = [293-850-1123]$  K sont illustrés dans les figures (4.35.a.b). On note, qu'il y a une légère différence entre les trois profils de vitesse.

Pour le modèle RSM, on remarque l'élargissement de la section de passage du fluide d'un côté et rétrécissement à l'autre côté opposé, à cause de la déviation sensible du tourbillon sur l'axe du cyclone, ce qui implique une différence légère entre les sommets des vitesses axiales.

Ce phénomène n'a pas été détecté par le modèle RNG k- $\epsilon$ .

Dans la figure (4-36), les contours de la vitesse axiale mentionnent le maximum le long de l'axe.

- **Vitesse axiale:**

**Modèle RNG k- $\epsilon$**

**Modèle RSM**



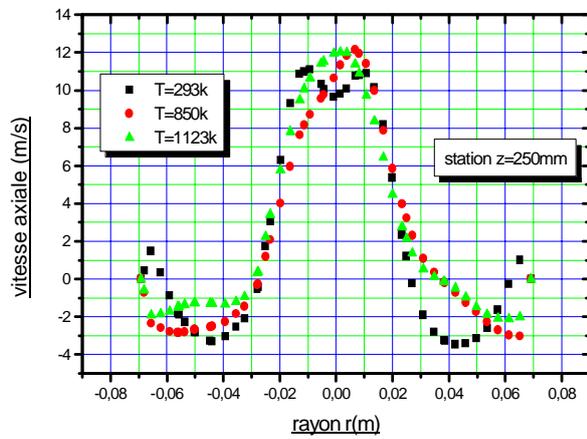
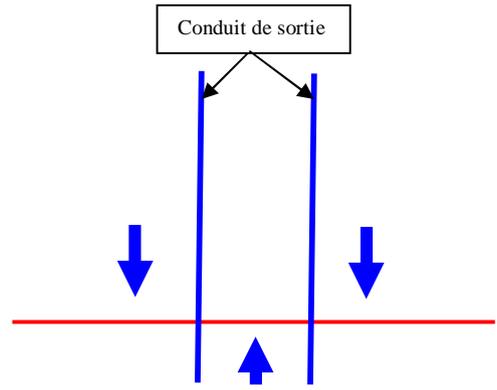
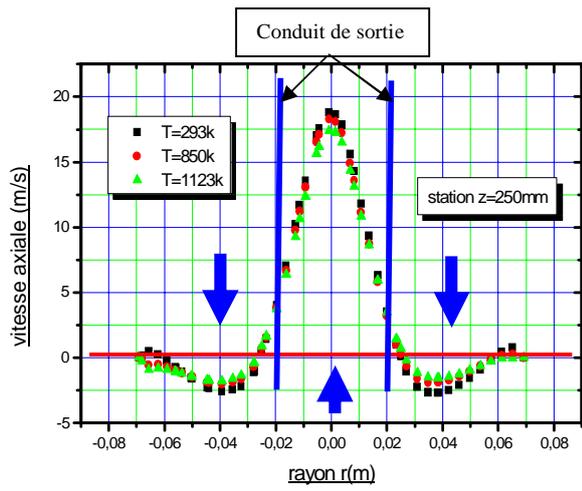
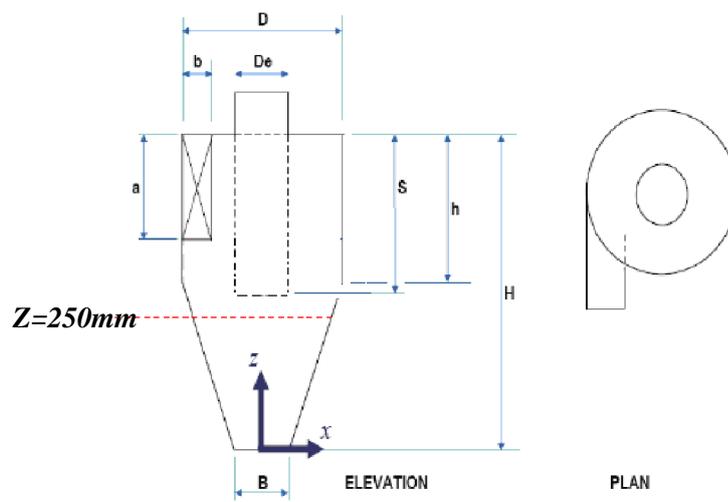
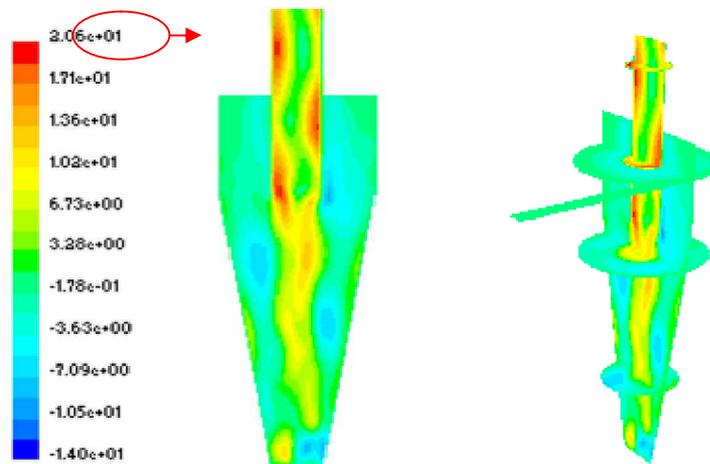


Figure 4.35 (a,b): Profils de la vitesse axiale



- **Contour de la vitesse axiale**

Plan (xz) y=0 modèle RSM



**Figure 4.36 (a): Contours de la vitesse axiale**

#### 4.2.2.2. Vitesse tangentielle

En se référant aux figures (4.37.a.b) et (4.38.a.b) qui montrent des contours et des profils de la composante tangentielle de la vitesse, on peut faire les remarques suivantes:

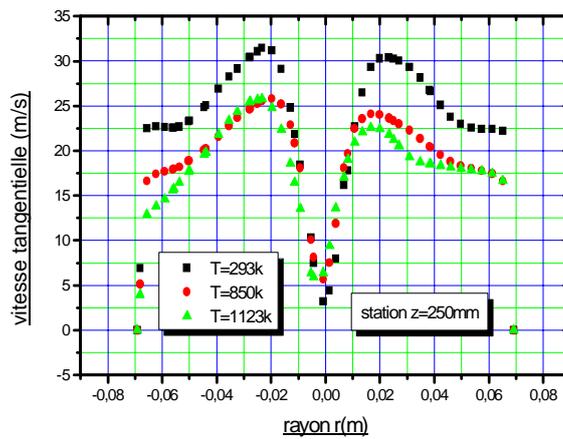
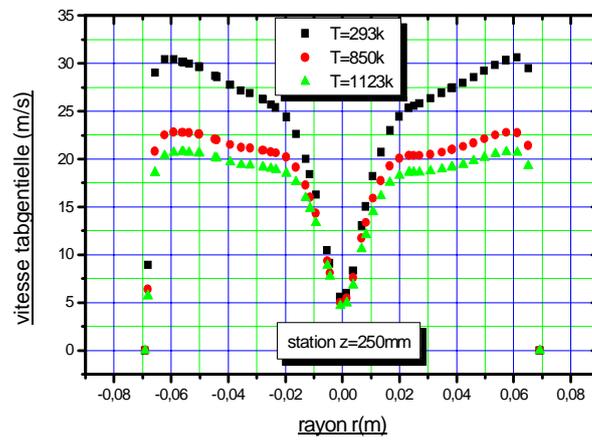
- Que l'augmentation de la température provoque diminution.
- L'allure de la vitesse tangentielle se partage entre un vortex forcé qui a été traduit par une augmentation presque linéaire à partir du centre, ensuite elle chute, c'est le vortex libre.

Les vitesses tangentielles simulées par le modèle RNG k- $\epsilon$  sont maximales près des parois par contre pour le modèle RSM, les vitesses sont importantes sous la conduite de sortie. Ce qui implique que le modèle RNG k- $\epsilon$  n'était pas satisfaisant à cause de leur faiblesse près des parois.

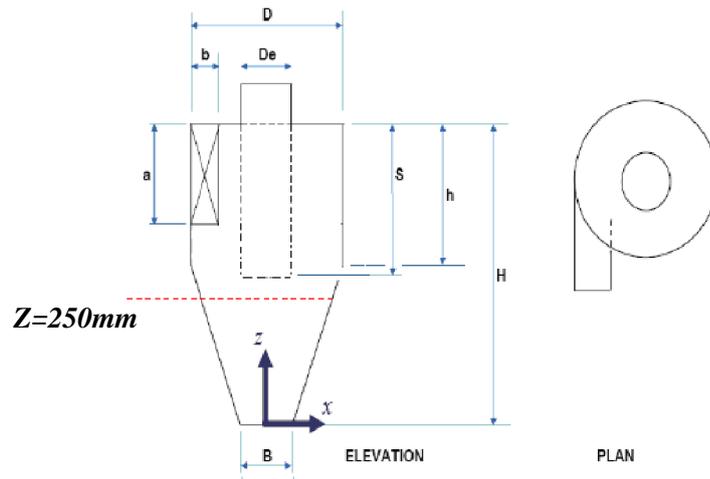
- **Vitesse tangentielle:**

**Modèle RNG k-ε**

**Modèle RSM**

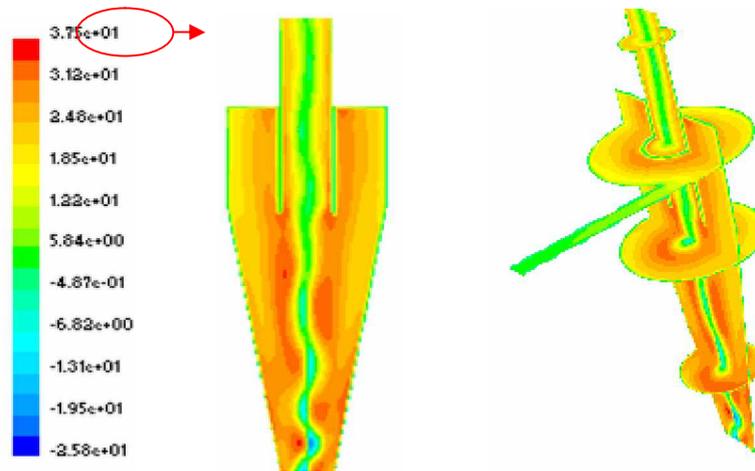


**Figure 4.37 (a,b): Profils de la vitesse tangentielle**



- **Contour de la vitesse tangentielle**

Plan (xz)  $y=0$  modèle RSM



**Figure 4.38 (a): Contours de la vitesse tangentielle**

#### 4.2.2.3. Vitesse radiale

Les profils et les contours de la grandeur de la vitesse radiale sont présentés respectivement dans les figures (4.39.a.b) et (4.40.a.b). Les résultats du champ de la composante radiale montrent que:

Le mouvement oscillatoire autour de l'axe du cyclone donne des grandeurs radiales importantes et de signes différentes de part et d'autre de l'axe.

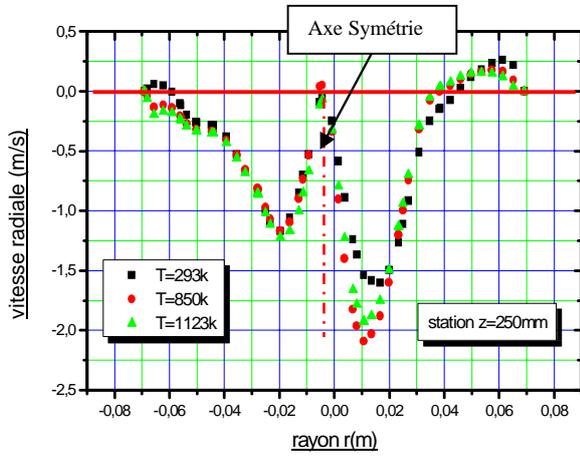
L'écoulement est tridimensionnel à cause de la composante radiale qui se manifeste fortement dans ces régions.

La composante radiale de vitesse est bien présentée près de l'axe du cyclone pour le modèle RSM, par contre le modèle RNG  $k-\epsilon$  est moins remarquable à cette situation.

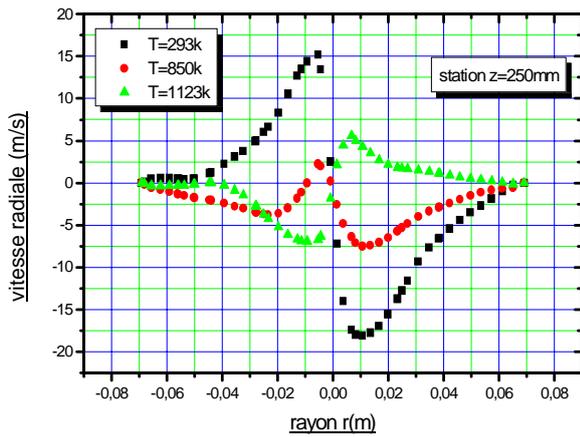
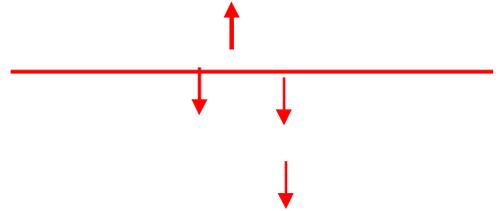
Le basculement de l'écoulement sur l'axe du cyclone, prouve que le modèle RSM capte bien les vitesses radiales que d'autres modèles utilisés dans cette étude.

- **Vitesse Radiale:**

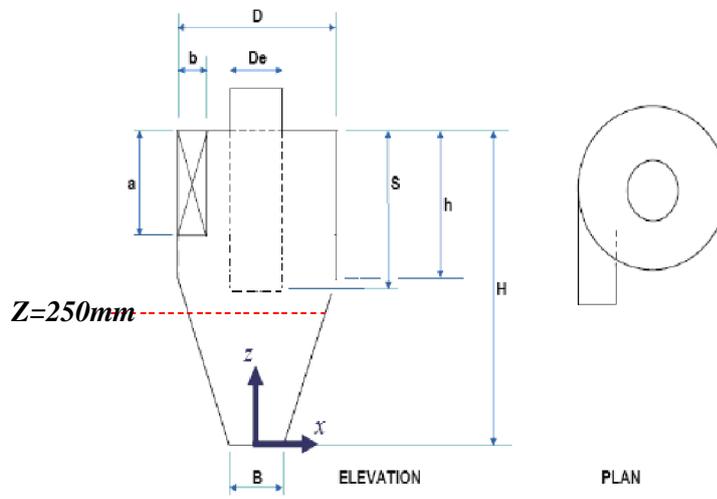
**Modèle RNG k-ε**



**Modèle RSM**

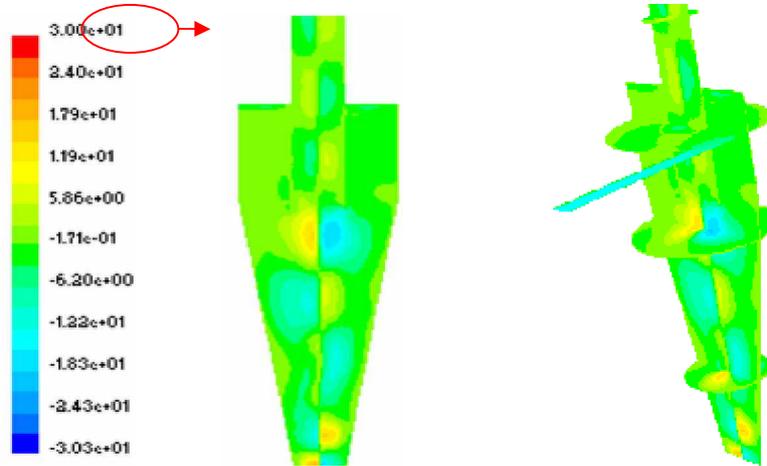


**Figure 4.39 (a,b): Profils de la vitesse radiale**



- Contour de la vitesse radiale

Plan (xz) y=0 modèle RSM



**Figure 4.40 (a): Contours de la vitesse radiale**

### 4.2.3. Champ Turbulent

#### 4.2.3.1. Energie cinétique turbulente

Les figures (4.41.a.b), (4.42.a.b) et (4.43.a.b) montrent des contours de l'énergie cinétique turbulente.

Il se trouve que le maximum de l'énergie cinétique turbulente se situe dans une région forts gradients de vitesse, dans la zone de déviation de l'écoulement par rapport à l'axe du cyclone.

Le modèle RNG k- $\epsilon$  donne des valeurs de l'énergie cinétique turbulente élevées par rapport au modèle RSM.

- Contours de l'énergie cinétique turbulente

Température d'entrée T= 293k:

a. Plan (xz) y=0 modèle RSM

b. Plan (xz) y=0 modèle RNG k-

$\varepsilon$

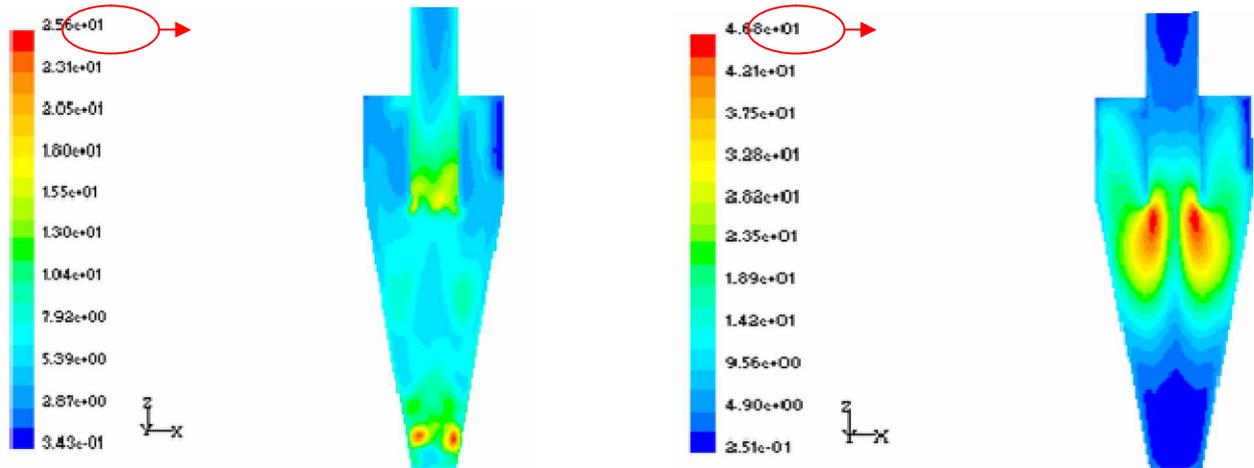


Figure 4.41 (a,b): Contours de l'énergie cinétique turbulente

Température d'entrée T= 850k:

a. Plan (xz) y=0 modèle RSM

b. Plan (xz) y=0 modèle RNG k-

$\varepsilon$



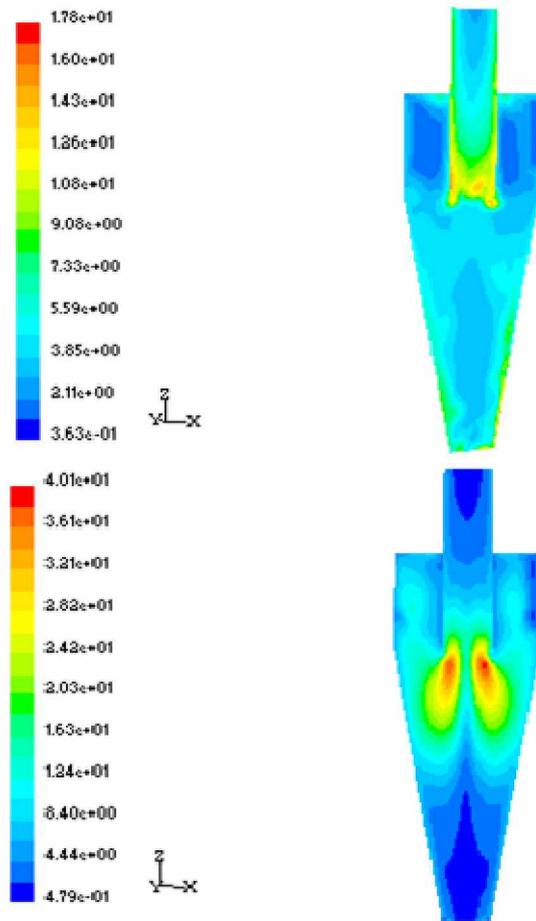


Figure 4.42 (a,b): Contours de l'énergie cinétique turbulente

Température d'entrée  $T = 1123\text{k}$ :

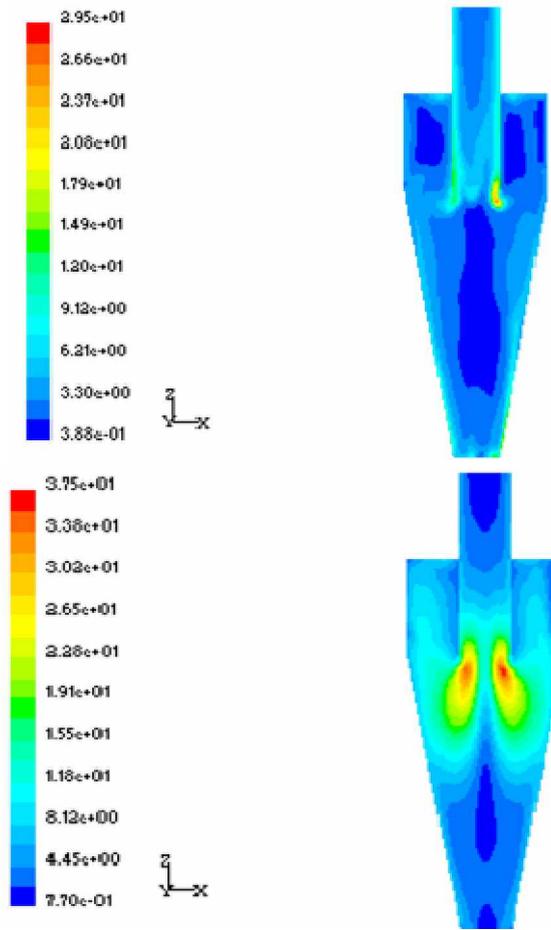
a. Plan (xz)  $y=0$  modèle RSM

$\varepsilon$



b. Plan (xz)  $y=0$  modèle RNG k-





**Figure 4.43 (a,b): Contours de l'énergie cinétique turbulente**

#### 4.2.3.2. Contraintes normales de Reynolds

Les figures (4.44.a.) et (4.44.c) présentent des profils et des contours des contraintes normale de Reynolds ( $U^2$ ,  $V^2$ ,  $W^2$ ) un peu similaire. Dans le conduit de sortie à  $z = 450$  mm un comportement isotrope se manifeste, par contre près des parois les contraintes ( $V^2$ ,  $W^2$ ) se distinguent par rapport à  $U^2$  (pour une température d'entrée  $T=293k$ ) . A  $z = 100$  au niveau du cône, les contraintes maximales près de l'axe pour ( $V^2$ ,  $W^2$ ) et moins pour  $U^2$ . Au niveau de l'axe c'est le contraire qui se produit  $U^2$  devient importante et les deux autres contraintes deviennent réduites. Dans la figure (4.44.b), les contraintes sont réparties aléatoirement.

- **Contrainte Normale de Reynolds**

**Température d'entrée  $T= 293k$ :**

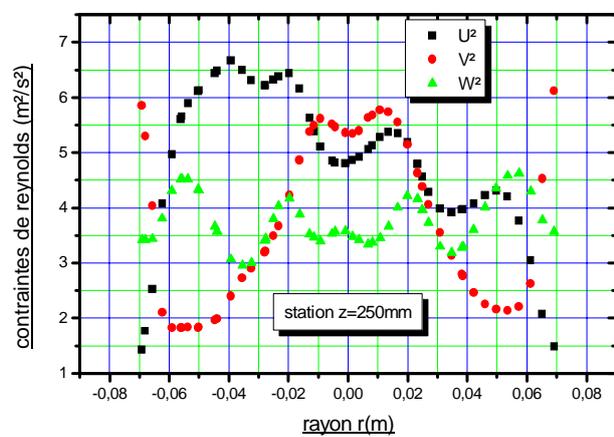
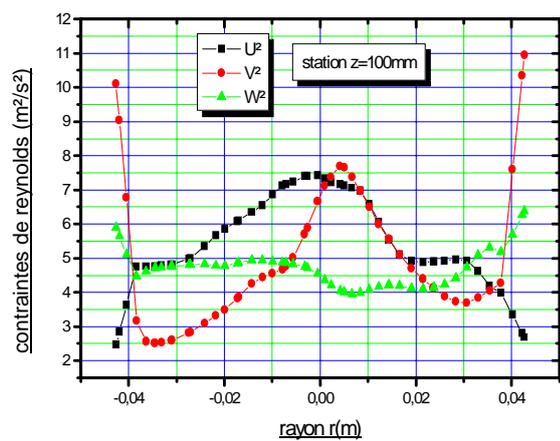
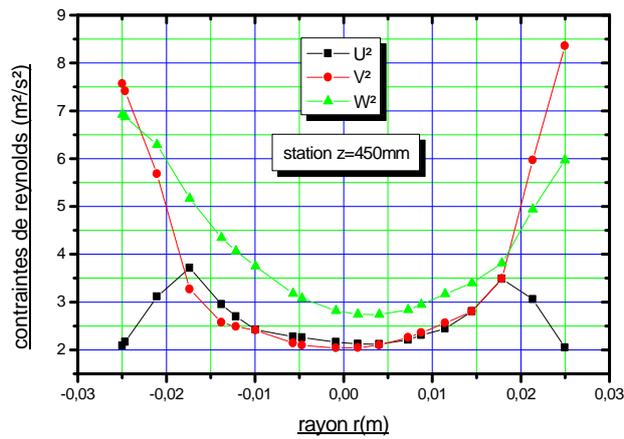


Figure 4.44 (a,b): Profils des contraintes normales de Reynolds



Z=450mm

Z=350mm

Z=250mm

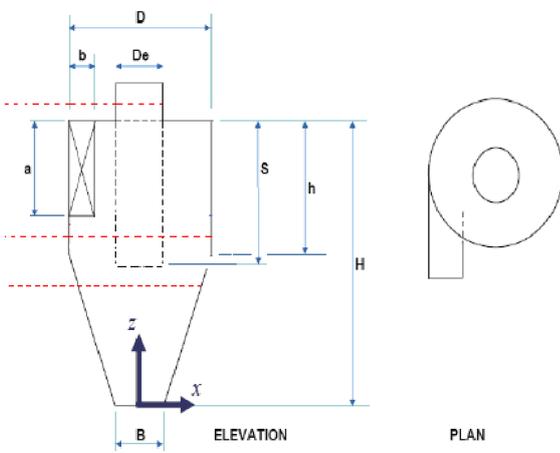


Figure 4.44 ( c ): Profils des contraintes normales de Reynolds

a. Contrainte tangentielle vv

b. Contrainte axiale ww

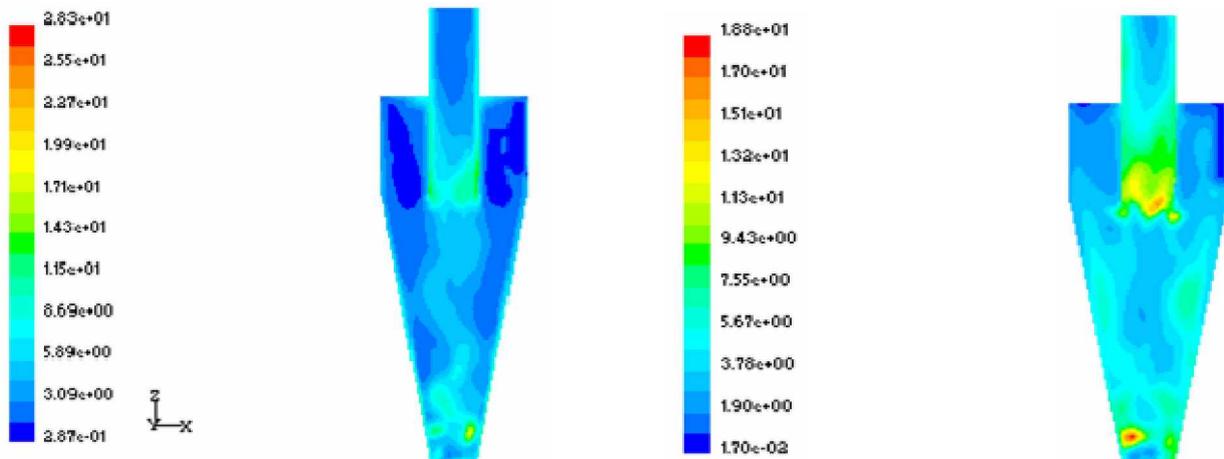


Figure 4.45 (a,b): Contours des contraintes normales de Reynolds

## **4.2.4. Champ Thermique**

### **4.2.4.1. Température statique**

Dans les figures (4.46.a.b), (4.47.a.b), (4.48.a.b) et (4.49.a.b) on présente la température statique pour les différentes températures d'entrée qui sont  $T = [293-850-1123]$  k aux stations  $z=250\text{mm}$  et  $z=450\text{mm}$ .

Dans la première on remarque que pour  $T=293\text{k}$ , pratiquement le fluide prend la température de la paroi. Tandis que pour les deux autres; la température est maximale dans la région du flux descendant entre la paroi et l'axe du cyclone.

Une chute est remarquée pour ces deux dernières températures à l'axe et à la paroi. À la station  $z=450\text{ mm}$ , le flux sortant prend la même température uniforme dans tout le conduit de sortie. Mais près des parois une couche thermique est produite à cause des gradients de températures existants entre le fluide et la paroi.

- **Température Statique**

**Modèle RSM**

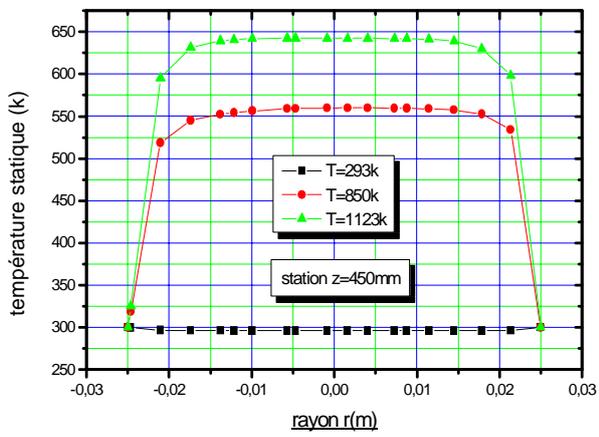
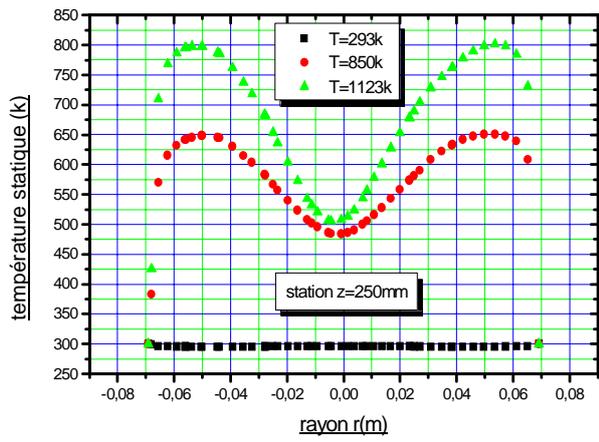
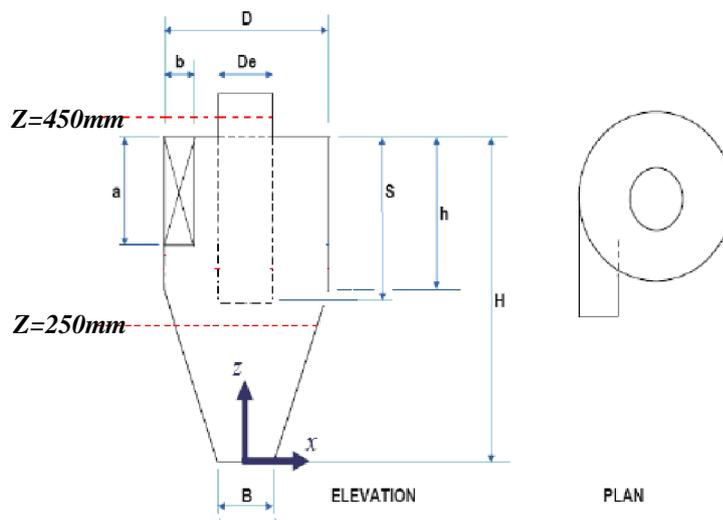


Figure 4.46 (a,b): Profils de la température statique



- Contour de la température statique

Température d'entrée  $T = 293\text{k}$ :

a. Plan (xz)  $y=0$  modèle RNG k- $\epsilon$

b. Plan (xz)  $y=0$  modèle RSM

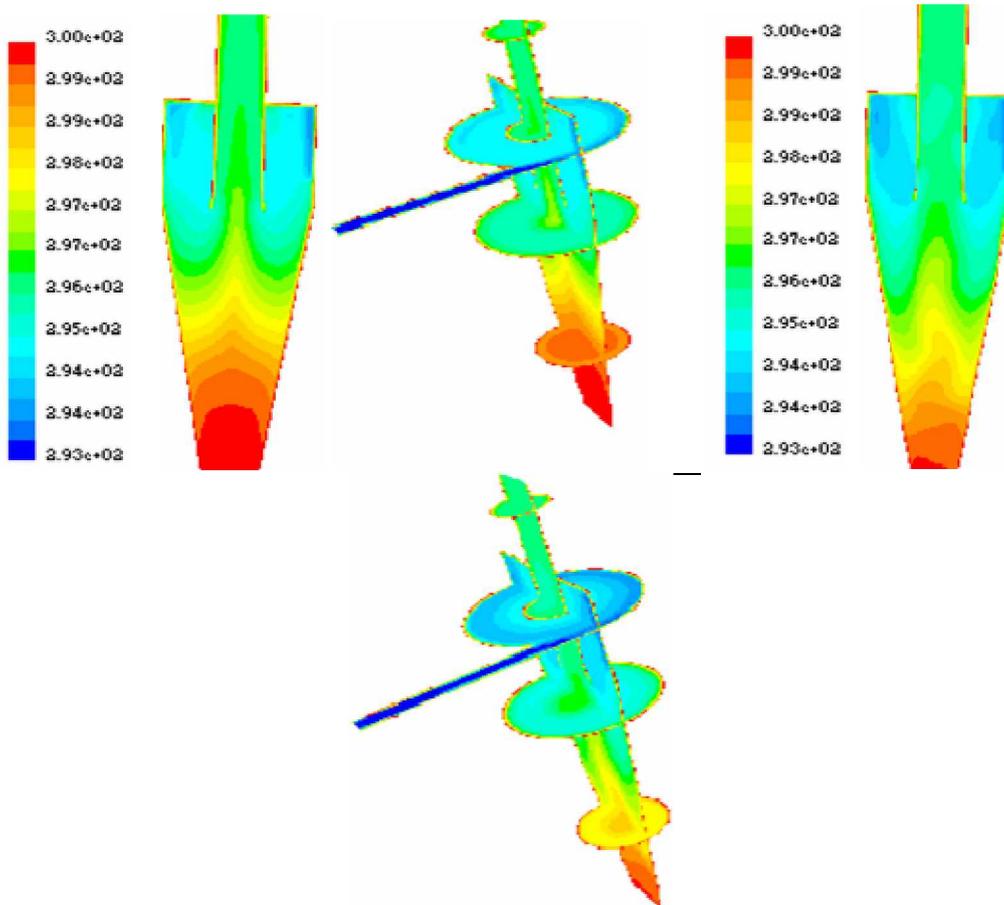


Figure 4.47 (a,b): Contours de la température statique

Température d'entrée  $T = 850\text{k}$ :

a. Plan (xz)  $y=0$  modèle RNG k- $\epsilon$

b. Plan (xz)  $y=0$  modèle RSM

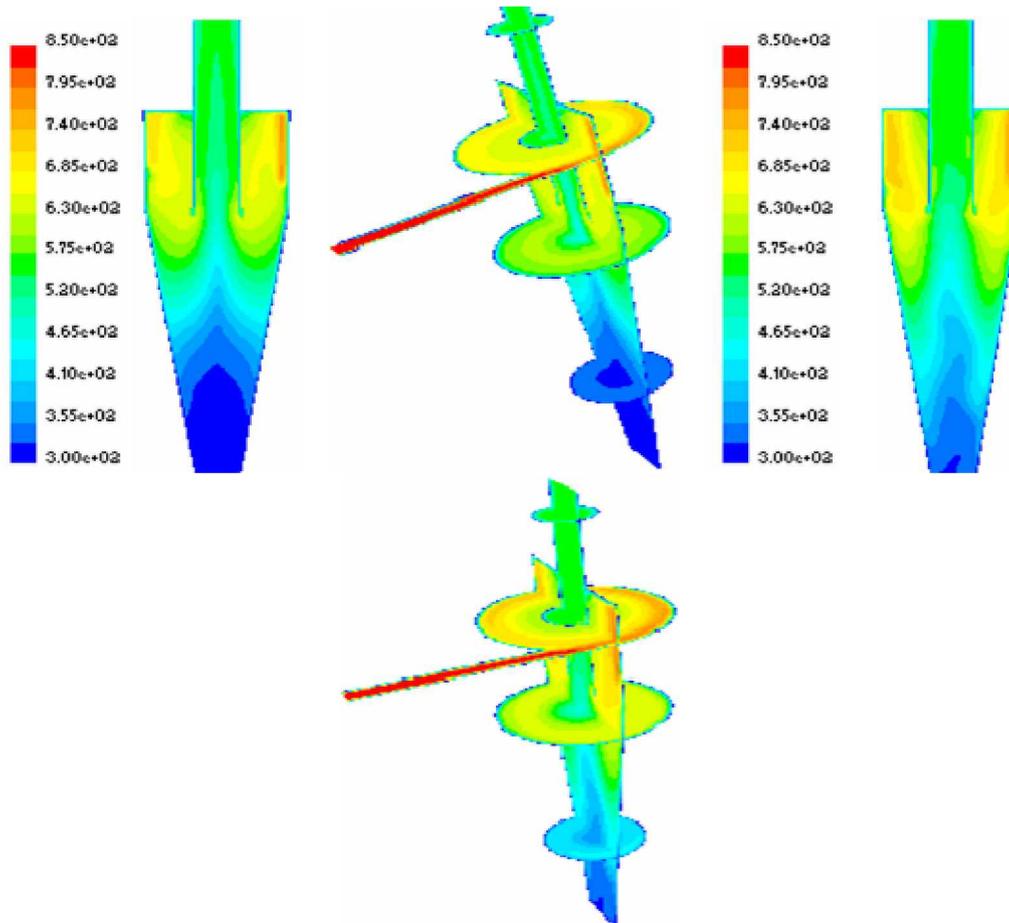


Figure 4.48 (a,b): Contours de la température statique

Température d'entrée  $T = 1123\text{k}$ :

a. Plan (xz)  $y=0$  modèle RNG  $k-\epsilon$

b. Plan (xz)  $y=0$  modèle RSM

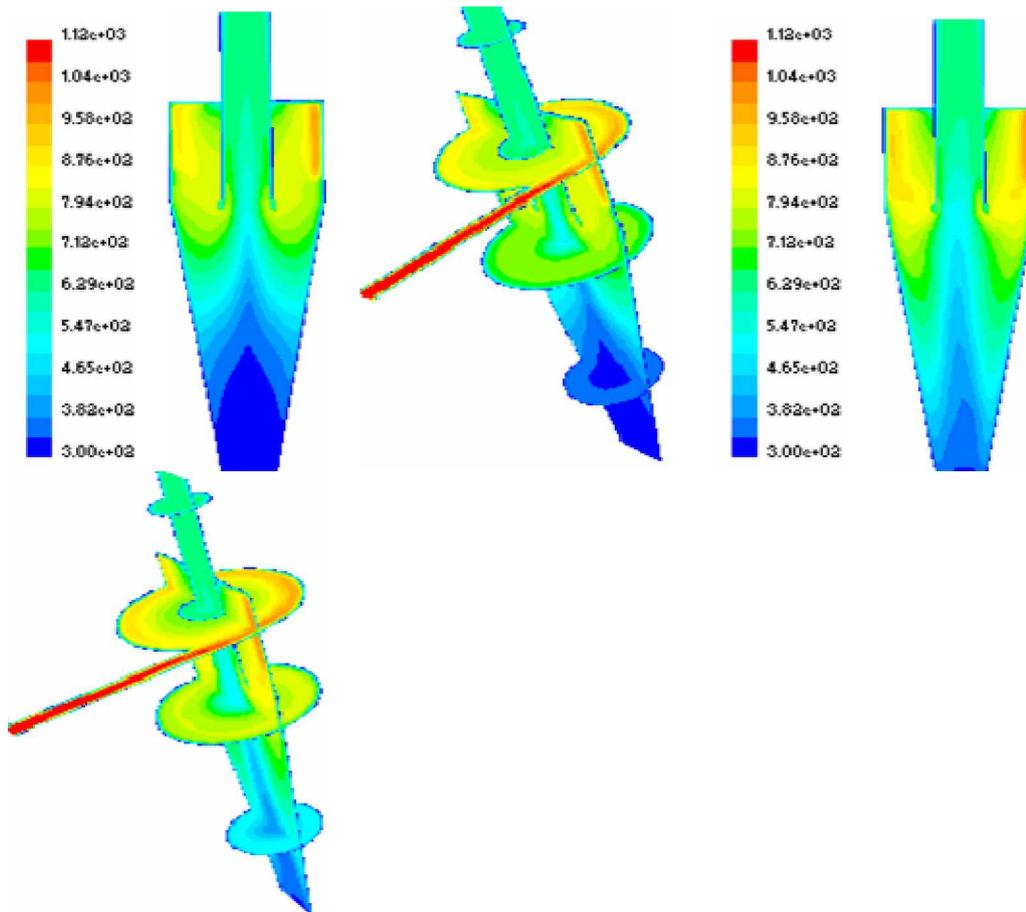
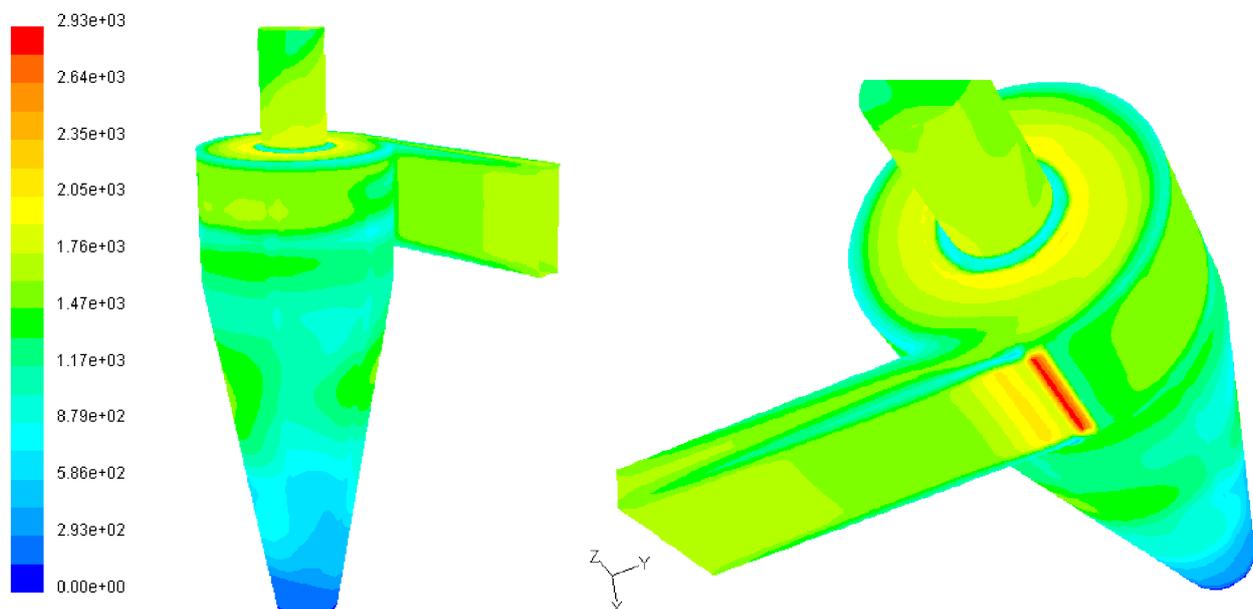


Figure 4.49 (a,b): Contours de la température statique

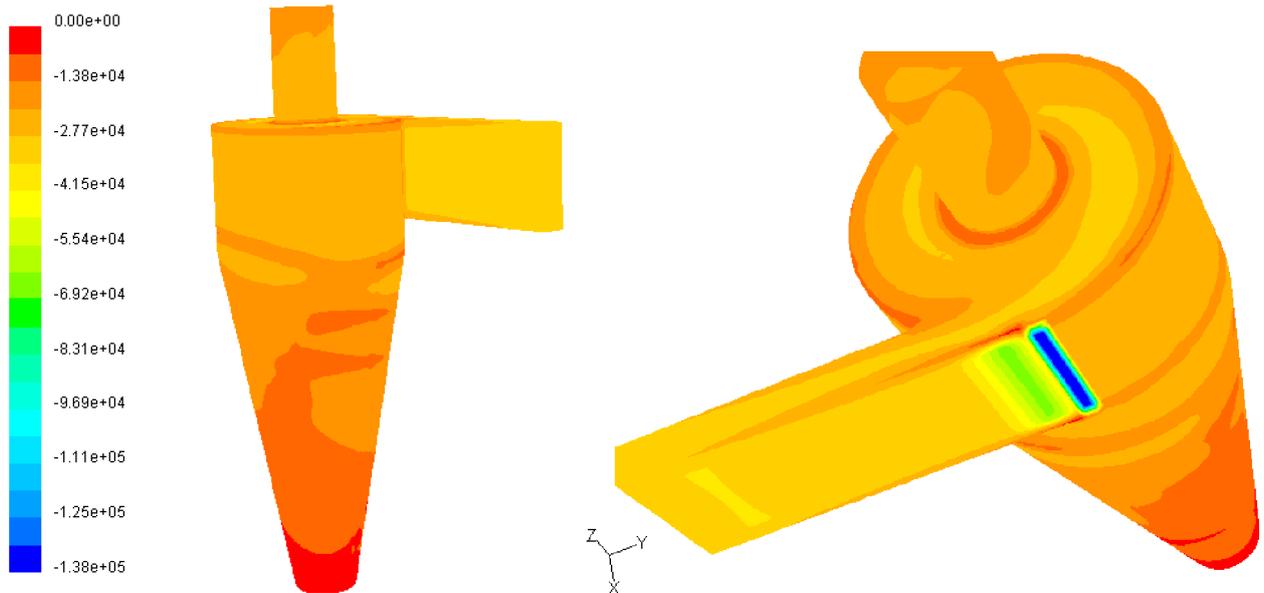
#### 4.2.5. Nombre de Nusselt

Température d'entrée  $T = 293\text{k}$ :



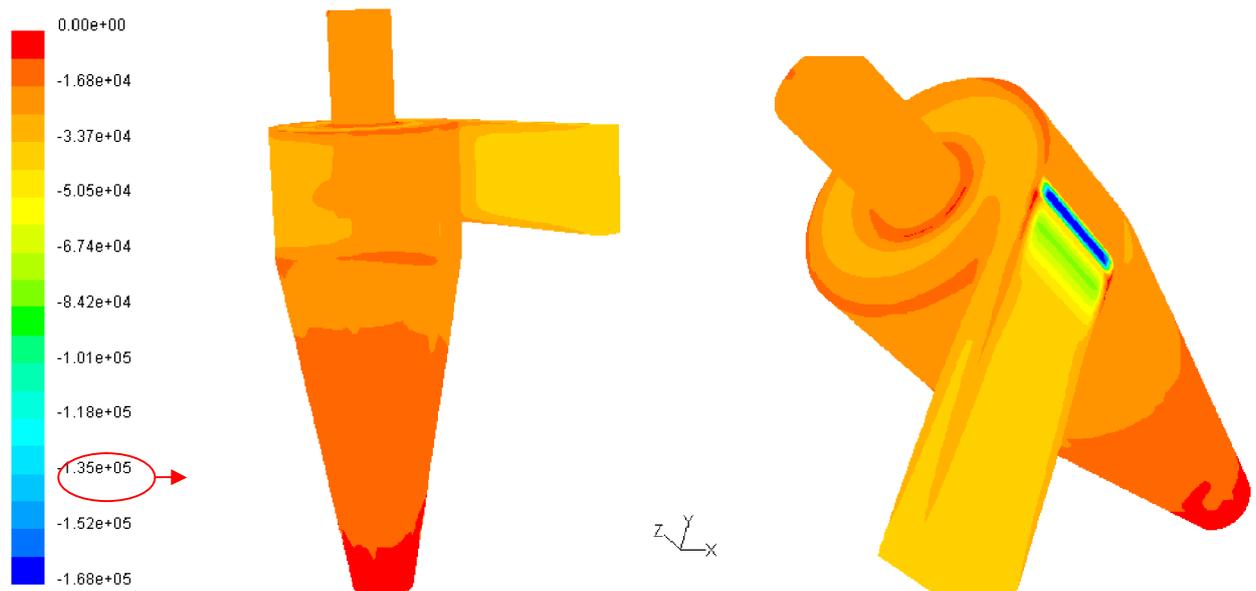
**Figure 4.50: Contours des surfaces du nombre de Nusselt**

**Température d'entrée T= 850k:**



**Figure 4.51: Contours des surfaces du nombre de Nusselt**

**Température d'entrée T= 1123k:**



**Figure 4.52: Contours des surfaces du nombre de Nusselt**

Dans les figures (4.50), (4.51) et (4.52) on présente les contours des surfaces du nombre de Nusselt, on remarque que le nombre de Nusselt est plus important au fond du cyclone. il y a une accélération des particules dans cette zone, ce qui donne un échange plus important entre le fluide et la paroi due au frottement . Aussi le nombre de Nusselt est plus remarquable à l'entrée du cyclone.

## Conclusion générale

La présente étude a pour but la simulation de l'écoulement aérodynamique dans un cyclone industriel classique. L'outil de simulation numérique Fluent 6.0 a été notre moyen, ce dernier permis la clarté des phénomènes qui gouvernent l'écoulement turbulent. La génération du maillage du cyclone a été établie sur Gambit. Certains résultats obtenus sont en bonne concordance avec les résultats expérimentaux et numérique. Les conclusions tirées de ce travail sont les suivantes:

- La chute de pression augmente avec l'augmentation de la vitesse d'entrée.
- La chute de pression diminue avec l'augmentation de la température, L'influence de la température de l'air sur la chute de pression est attribuée au changement de l'intensité du mouvement tourbillonnant de l'air.
- L'élévation de la température mène à une diminution de densité du gaz et d'une augmentation de viscosité, ces deux paramètres ayant pour résultat un écoulement tourbillonnant plus faible et à une réduction de la perte de charge le long du cyclone.
- 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 intense a été remarquée.
- L'effet du cône et la force centrifuge jouent un rôle important pour la création de la dépression le long de l'axe du cyclone.
- Le modèle RSM donne une chute de pression plus élevée par rapport au modèle RNG k- $\epsilon$ .
- Le modèle RSM prévoit très bien le vortex forcé et le vortex libre, contrairement le modèle RNG k- $\epsilon$ .

## Références Bibliographiques

- [1] **K. Almi.** *Etude des écoulements bidimensionnels elliptiques en utilisant le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds.* Thèse de magister. Département de physique université mentouri de Constantine. Algérie (1999).
- [2] **Atakan Avci, Irfan Karagoz.** Effects of flow and geometrical parameters on the collection efficiency in cyclone separator. *Aerosol Science.* Vol.34. PP 937-955,(2003).
- [3] **S.Bernardo, M.Mori, A.P.Peres et R.P.Dionision.** *3D computational fluid dynamics for gaz and gaz –particule flow in a cyclone with different inlet section angles.* *Journal of Technology.* Vol.162, PP.190-200, (2006).
- [4] **T.G.Chuah, Jolius Gimburn et Thomas, S.Y.Choong.** *A CFD Study of the effect of cone dimensions on sampling aerocyclones performance and hydrodynamics.* *Journal of powder Technology.* Vol.162, PP.126-132, (2006).
- [5] **Jianyi Chen et Mingxian.** *A universal model to calculate cyclone pressure drop.* *Journal of Powder Technology.* Vol.171,PP.184-191, (2006).
- [6] **J.Dueck, O.Matvienko et Th.Neebe.** *Numerical calculations of the separation of dense suspensions with different particle size distribution in the hydrocyclones.*
- [7] **J.J.Derksen, S.Sundaresan et H.E.A.Van den Akker.** *Simulation of mass-loading effects in gaz-solid cyclone separators.* *Journal of powder technology.* Vol .163, PP.59-68, (2006).
- [8] **S. Djouimaa.** *Simulation de l'écoulement transsonique turbulent autour d'une aube de turbine.* Thèse de Doctorat. Département de génie mécanique, université de Batna.Algerie.2007.
- [9] **B.J.Daly et F.H.Harlow.** *Transport Equation in turbulence.* *Phys.Fluids,* Vol 13, PP.2634-2649. (1970).
- [10] **W.Fick, A.J.Griffiths et T.O'Doherty.** *Visualisation of the precessing vortex core in an unconfined swirling flow.* *Optical Diagnostics in Engineering,* Vol 2(1), PP.19-31. (1997)
- [11] **Fluent 6.0 Documentation: User's Guide tutorial guide.** Fluent, inc.(2001)
- [12] **P.A.Funk, S.Ed Hughs et G.A. Holt.** *Entrance velocity optimization for modified dust cyclones.* *The journal of cotton science.* Vol 4. PP.178-182. (2000).
- [13] **Jolius Gimburn, T.G.Ghuah,A.Fakhru Razi et Thomas S.Y.Choong.** *the influence of temperature and inlet velocity on cyclone pressure drop a CFD study.* *journal of chemical Engineering and processing.* Vol.44, PP.7-12, (2005).
- [14] **N.Ghiti.** *Etude numérique de l'aérodynamique dans les cyclones, performance de différentes formes de cyclones.* Thèse de magister. Département de génie mécanique. Université mentouri de constantine. Algérie (2006).

- [15] **Amit Gupta et Ranganathan Kumar.** *Three-dimensional turbulent swirling flow in a cylinder experiments and computations.* International journal of Heat and fluid flow. (2006).
- [16] **Gambit 2.0 Documentation :** *User's guide. Modelling guide. Tuutorial guide.* Fluent.inc. (2001).
- [17] **M.M. Gibson et B.E. Launder.** *Ground Effects on pressure Fluctuations in the Atmospherical particles.* Powdre Technology. Vol58. PP.63-70. (1989).
- [18] **Jinyu Jiao, Ying Zheng, Guogang.Sun et Jun Wang.** *Study of the separation efficiency and the flow field of a dynamic cyclone.* Journal of separation purification technology. Vol.49, PP.157-166, (2006).
- [19] **N.Khroua.** *Etude 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)
- [20] **O.Kholai.** *Etude de la convection forcée tridimensionnelle turbulente dans les conduites à sections variables.* Thèse de doctorat. Département de génie mécanique. Université mentouri Constantine, Algérie (2007).
- [21] **N. Kharoua, Z.Nemouchi, M.S. Boulahlib, K. Talbi et O. Kholai.** *Caractérisation du champ aérodynamique dans un cyclone dépoussiéreur.* 4<sup>èmes</sup> journées de mécanique. Ecole militaire polytechnique JM-EMP 2004, 23-24 Mars 2004, Alger, Algérie (2004).
- [22] **B.E. Launder et D.B. Spalding.** *Lectures in mathematical models of turbulence.* Academic press, London, England, (1972).
- [23] **K.S.Lim, H.S.Kim et K.W.Lee.** *Characteristics of the collection efficiency for a cyclone with different vortex finder shapes.* Journal of Aerosol science. Vol.35, PP.743-754, (2004).
- [24] **Jin.W.Lee, Hoe J.Yong et Dong.Y.Lee.** *Effect of the cylinder shape et a long-coned cyclone on the stable flow-field.* Establishment. journal of powder Technology. Vol.165, PP.30-38, (2006).
- [25] **F. Martel, J.Heline et D.Puechberty.** *Etude du Séparateur par effet cyclone. Etude de l'efficacité du cyclone en fonction de la taille des particules.* Projet scientifique. INSA de Rouen, (1997).
- [26] **O.V. Matvienko, J.Duck et Th. Neesse.** *Mathematical simulation of hydrocyclone hydrodynamics.*
- [27] **R.A.Medronho, J.Schuetze et W.D.Deckwer.** *Article numerical simulation of hydrocyclones for cell separation.* Centre de recherché de Biotechnology. (2005).
- [28] **M.Narasimha, M.S.Brennan, P.N.Holthman et T.J.Napier.Munn.** *A Comprehensive CFD model of dense medium cyclone Performance.* Journal of Minerals Engineering. (2006).

- [29] **M.V. Rodrigues, F.O.Arouca, M.A.S. Barrozo, et J.J.R. Damasceno**, *Analyse of the efficiency of a cloth cyclone: the effect of the permeability of the filtering medium*. Brazilian journal of chemical engineering .Vol.20, N<sup>o</sup>.04, PP.435-443, (2003).
- [30] **J.C. Rotta**, *Turbulent boundary layers in incompressible flows*. Progr. In Aeronaut. Sc. Vol.2,Pergamon Press,(1961).
- [31] **M.Slack**. *Cyclonic separator*. Fluent Europe Ltd. GTC1-CT99-10030. <http://www.qnet-cfd.net>.(2002).
- [32] **Yaxin.Su**. *The turbulent characteristics of the gaz – solide suspension in a square cyclone separator*. Journal of chemical Engineering Science. Vol.61, PP.1395-1400, (2006).
- [33] **Kwan-Sikyong et Hideto Yoshida**. *Effect of mist injection position on particle separation performance of cyclone scrubber*. Journal of separation purification technology. Vol.37, PP.221-230, (2004).
- [34] **Mi. SooShin, Hey-Suk Kim, Dong-Soon.Jang, Jin-Do Chung et Mathias Bohnet**. *A numerical and experimental study on a high efficiency cyclone dust separator for heigh temperature and pressurized environments*. Applied thermal engineering.Vol.25,PP 1821-1835, (2005).
- [35] **K.Talbi**. *Etude expérimentale par LDA et simulation Numérique d'un écoulement tridimensionnel turbulent de l'air dans un cyclone*. Thèse de Doctorat. Département de Génie mécanique. Université Mentouri de constantine. Algérie. (2004).
- [36] **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. Vol 48. N<sup>o</sup>4. (2003).
- [37] **S.M. Parks, O.Oluwole, W.I. Wehbe, T.J. Olsen et C.A. Petty**. *The influence of hydrocyclone geometry on separation performance*.
- [38] **S.V. Patankar**. *Numerical heat transfer and fluid flow*. Hemisphere. Washington,D,C. PP.115-120. (1980).
- [39] **Fuping Qian et Mingyaozhang**. *Study of the naturel vortex length of a cyclone with response surface methodology*. Journal of computers et chemical Engineering .Vol.29, PP.2155-2162, (2005).
- [40] **B.Wang, D.L.Xu, K.w.Chu et A.B.Yu**. *Numerical study of gaz-solid flow in a cyclone separator*. Journal of Applied Mathematical Modelling. Vol.30, PP.1326-1342, (2006).
- [41] **Li.Xiaodong, Yan.Jianhua, Cao.Yuchun.Ni.Mingjiang et Cen.Kefa**. *Numerical Simulation of the effects of turbulence intensity and Boundary layer on separation efficiency in a cyclone separator*. Journal of chemical Engineering. Vol.95, PP.235-240, (2003).
- [42] **H.Yochida**. *Three dimensionel simulation of air cyclone and particle separation by a revised-type cyclone*. Flow engineering aspects. Vol 109. PP.1-12. (1996).

## ملخص

الدوامات تمثل آلات مستعملة على نطاق واسع لفصل الأطوار في ميدان الصناعة. من أجل تحسين فعالية الدوامات و تقليل انخفاض الضغط. نقدم في هذه الأطروحة دراسة فعل درجة الحرارة و سرعة الدخول على سريان هواء المضطرب داخل دوار هوائي.

المحاكاة الرقمية للانسياب ببرنامج فلونت و باستعمال نموذجين رقميين، الأول يعتمد على الضياع في الطاقة الحركية بفعل اللزوجة RNG-ك - إيسلون أما النموذج الثاني فيعتمد على حل معادلات للإجهاد رينولدز أعطت نتائج جد مهمة. مقارنة النتائج العددية مع النتائج التطبيقية بينت أفضلية نموذج عوائق رينولدز على نموذج RNG-ك - إيسلون. نموذج عوائق رينولدز يلتقط الظواهر الفيزيائية للانسياب الدوراني بوجود حائط بطريقة أحسن.

## 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 température et la vitesse d'entrée sur l'écoulement turbulent d'air dans un cyclone. La simulation numérique de l'écoulement par le code Fluent en utilisant les deux modèles numériques, le premier basé sur la dissipation de l'énergie cinétique par viscosité (RNG K- $\epsilon$ ), ainsi que le deuxième basé sur la résolution des équations des contraintes de Reynolds (RSM), a donné des résultats intéressantes. La validation par des résultats expérimentaux a mis en évidence l'avantage du modèle de turbulence des contraintes de Reynolds (RSM) par rapport au modèle RNG K- $\epsilon$ . Le modèle RSM capte mieux des phénomènes physiques dans un écoulement tourbillonnaire intense en présence de parois.

**Mots Clés: Fluent, Cyclone, Turbulence, Efficacité de filtration, Trajectoire de particule.**

## Abstract

Cyclones represent largely used devices for separation of phases in the industry. We present in this memory the study of the effect of temperature and inlet velocity on the turbulent flow of air in a cyclone. A numerical simulation of the flow by the Fluent code using two numerical models, the first based on the dissipation of the kinetic energy by viscosity (RNG K- $\epsilon$ ), as well as the second based on the resolution of the stress equations of Reynolds (RSM), gave interesting results. The validation with experimental results highlights the advantage of the Reynolds stress turbulence model (RSM) compared to the RNG K- $\epsilon$  model. The RSM model captures better than K $\epsilon$  model, the phenomena in highly swirling flow and in presence of walls.

**Keywords: Fluent, Cyclone, Turbulence, Filtration Efficacy, Particule Trajectory.**