

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Abderrahmane MIRA de Bejaia



جامعة بجاية
Tasdawit n'Bgayet
Université de Béjaïa



Faculté de Technologie
Département d'**Hydraulique**
Laboratoire de Recherche en Hydraulique Appliquée et Environnement (LRHAE)

MÉMOIRE DE FIN D'ÉTUDES

Présenté par :

Mr. MOULLA Nassim

M^{lle}. MOUSSAOUI Rabia

En vue de l'obtention du diplôme de **MASTER en Hydraulique**

Option : **hydraulique urbaine**

INTITULE :

SIMULATION D'UN ECOULEMENT DIPHASIQUE GRANULAIRE PAR L'APPROCHE EULER LAGRANGE

Soutenu le **30 /06 /2016** devant le jury composé de :

- Président : Mr. Amirouche
- Promoteur (s) : Mr. Labiod

Mr. Hamani

- Examineur : Mr. Ikni

Année Universitaire : 2015/2016

Remerciement

On remercie tout d'abord Dieu le tout puissant qui nous éclaire le bon chemin.

On remercie vivement et chaleureusement notre encadreur monsieur L.A.B.I.O.D. C et notre co-promoteur monsieur H.A.M.A.N.I. S, pour nous avoir offert les conditions favorables et pour nous avoir parfaitement guidés tout le long de la réalisation de ce travail. On a apprécié leurs encouragements, leurs conseils qui ont contribué à la réalisation de ce travail.

Nous tenons à remercier Monsieur A.M.I.R.O.U.C.H.E. qui nous a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury. Nous exprimons nos vifs remerciements à Monsieur J.K.N.I. d'avoir accepté d'examiner ce travail.

*Nous tenons à remercier chaleureusement nos chers parents qui nous éclaire la vie,
Nos frères et sœurs pour leurs amours, et leurs soutiens,
Nos amis, pour le temps partagé avec nous.*

Je dédie ce travaille a :

Ma mère que sans elle je ne serais pas la

Mon père que la vie ma pris tôt

A dada que sans lui je ne serais pas ce que je suis

A mes sceurs que sans elle je n'aurais pas de raison d'exister

Ma chère binôme sans elle rien ne serais possible

Mes amie qui me redonnent les gout a la vie

A toutes les prochaines personnes qui vont me connaitre

*Sans oublié surtout tous mes ennemie qui sans eux je n'aurais jamais
réussir*

M__N

Père *DAMIANE* Mère *FARIDA*

Nana Zouhir Noudjoum

Imade Mimi Sousou Khalidou

NASSIM Deloula Nawal M. Foujou

Walid Rabah Farid² Asma Nounous

Merzak Je dédié ce travail à :

Dada

Mahdi

** Mon très cher papa et ma chère maman,
qui m'ont offert le bonheur de succès, sans
lesquelles je n'aurais jamais été ce que je suis*

Akila

Siham²

« Que dieu me les gardes »

Brahim

Mouma

** Mon cher frère et mes chères sœurs, qui
m'ont soutenus*

Miha

Foujou

** Ma très chère khaltou, qui ma toujours aidé et
encouragé*

Lidya

Linda

** Mon linôme, qui a toujours été à mes côté, et
à toute sa famille*

Sami

Nabila

Oussama

Rabia

Idir Yanisse Rayne Hicham

Chanaz Rawa Tinhinane Hind Wail

Mohamed Karima Houria² Rachid

Djamila Raouf Hina Naima Faiza

TABLE DES MATIERES

Remerciement

Dédicaces

Table des matières

Liste des tableaux

Liste des figures

Liste des symboles

Introduction générale1

Chapitre I : Synthèse bibliographique

Introduction3

I.2. Les régimes d'écoulements diphasiques.....3

I.2.1. Ecoulement gaz-liquide ou liquide-liquide3

I.2.2. Ecoulement gaz-solide5

I.2.3. Ecoulement liquide-solide.....6

I.2.4. Ecoulement triphasique.....6

I.3. Simulation numérique.....7

I.3.1. Approche eulérienne- lagrangienne.....7

I.3.2. Approche eulérienne-eulérienne.....7

I.3.3 Simulation numérique direct (DNS).....8

I.4. Paramètres physiques caractéristiques du problème.....8

I.4.1. Paramètres représentatifs de la dynamique de la phase dispersée.....9

a. Nombre de Reynolds particulaire.....8

b. Temps de relaxation des particules.....8

c. Vitesse de chute des particules.....10

d. Temps thermique.....10

I.4.2. Paramètres représentatifs de la turbulence de la phase continue.....11

I.4.3. Paramètres représentatifs de l'interaction fluide-particules.....12

1. La fraction volumique.....12

2. Nombre de Stockes.....	12
3. Le taux de chargement.....	12
I.4.4. Caractérisation des échanges entre la suspension et la paroi.....	13
I.5. Conclusion.....	14
Chapitre II : Formulations théoriques	
Introduction	15
II.2. Description de l'écoulement étudié	15
a. Présentation.....	15
b. Modèle utilisé.....	15
II.3. Modélisation de l'écoulement	16
1. La phase continue	16
a. Influence de la turbulence	18
b. Modèle de fermeture de la turbulence	19
c. Le modèle k- ϵ standard	19
2. La phase dispersée	21
II.4. Couplage phase dispersée – continue.....	24
1. Echange de quantité de mouvement.....	25
2. Echange d'énergie	25
II.5. Conclusion.....	26
Chapitre III : Méthode de résolution	
Introduction	27
III.2. Présentation de code de calcul ANSYS Fluent.....	27
III.3. La géométrie.....	27
III.4. Le maillage	28
III.5. Méthode de résolution	30
A. Discrétisation de l'équation de transport	32
B. Les schémas de discrétisation	33
C. Discrétisation du terme transitoire	34
D. Discrétisation de l'équation de mouvement de la particule	36

III.6. Les conditions aux limites	36
III.7. Les conditions aux limites des particules.....	37
III.8. Critère de convergence	38
III.9. Sous-relaxation	38
III.10. Conclusion	38

Chapitre IV : Résultats et discussions

Introduction	39
IV.1. Simulation monophasique	40
IV.1.1. Simulation à vanne ouverte	40
IV.1.1.1. Evolution de la vitesse	40
IV.1.1.2. évolution de Pression.....	44
IV.1.1.3. évolution de température.....	45
IV.1.2. Simulation monophasique à vanne fermée.....	46
IV.2. Simulation de l'écoulement diphasique.....	49
IV.2.1. Simulation de l'écoulement avec un faible taux de chargement.....	49
IV.2.1.1. Phase continue	50
IV.2.1.2. Phase discrète.....	50
IV.2.2. Simulation de l'écoulement avec un taux de chargement élevé.....	51
IV.2.2.1. Phase continue	52
IV.2.2.2. Phase discrète.....	52
IV.3. Conclusion.....	63
Conclusion générale	64

LISTE DES TABLEAUX

Chapitre II : formulations théoriques

Tableau II.1 : les valeurs des constantes de l'équation de dissipation d'énergie.....21

Tableau II.2: valeurs des constantes pour la corrélation de Morsi et Alexander.....24

Chapitre III : Méthode de résolution

Tableau III.1: les conditions aux limites à l'entrée et à la sortie de conduite.....37

Tableau III.2 : les conditions aux limites des particules.....38

LISTE DES FIGURES

Chapitre I : Synthèse bibliographique

Figure I.1 : écoulement dispersé à bulles3

Figure I.2 : écoulement dense à bulles/particules4

Figure I.3 : écoulement à bouchons.....4

Figure I.4 : écoulement stratifié/surface libre4

Figure I.5 : écoulement chargé de particules5

Figure I.6 : transport pneumatique/ hydrotransport/ Slurry flow5

Figure I.7 : lit fluidisé6

Figure I.8 : sédimentation7

Chapitre III : Méthode de résolution

Figure III.1 : présentation de domaine d'écoulement28

Figure III.2: maillage de la zone d'entrée.....29

Figure III.3: maillage de la zone de sortie.....29

Figure III.4 : maillage de la zone de coude30

Figure III.5 : volume de contrôle31

Chapitre IV : Résultats et discussion

Figure IV.1 : champ de vitesse le long de la conduite40

Figure IV.2: profils de vitesse tout le long de la conduite.....40

Figure IV.3: profils de vitesse à l'entrée de la conduite verticale.....41

<i>Figure IV.4: profils de vitesse au milieu de la conduite verticale.....</i>	<i>42</i>
<i>Figure IV.5:représentation de champ de vitesse au niveau de coude.....</i>	<i>42</i>
<i>Figure IV.6: profils de vitesse dans le coude.....</i>	<i>43</i>
<i>Figure IV.7: profils de vitesse dans la conduite horizontale.....</i>	<i>43</i>
<i>Figure IV.8:représentation de champ de pression.....</i>	<i>44</i>
<i>Figure IV.9: profils de pression le long de la conduite.....</i>	<i>44</i>
<i>Figure IV.10: profils de pression au niveau de coude.....</i>	<i>45</i>
<i>Figure IV.11: profils de température le long de la conduite.....</i>	<i>45</i>
<i>Figure IV12: processus d'ouverture et fermeture de la vanne.....</i>	<i>46</i>
<i>Figure IV.13: profil de vitesse le long de la conduite.....</i>	<i>47</i>
<i>Figure IV.14: champ de vitesse dans la conduite.....</i>	<i>47</i>
<i>Figure IV.15: Champ de vitesse à vanne fermée au voisinage de la vanne</i>	<i>48</i>
<i>Figure IV.16 : Champ de pression le long de la conduite.....</i>	<i>48</i>
<i>Figure IV.17: Champ de pression au niveau de la vanne.....</i>	<i>48</i>
<i>Figure IV.18: profil de pression le long de la conduite.....</i>	<i>49</i>
<i>Figure IV.19: Profil de vitesse le long de la conduite</i>	<i>50</i>
<i>Figure IV.20: profils de concentration dans la conduite verticale</i>	<i>50</i>
<i>Figure IV.21: Localisation des particules dans la conduite verticale.....</i>	<i>51</i>
<i>Figure IV.22: Localisation des particules dans le coude et la conduite horizontale.....</i>	<i>51</i>
<i>Figure IV.23: profils de vitesse dans la conduite.....</i>	<i>52</i>
<i>Figure IV.24: profils de concentration dans la conduite verticale.....</i>	<i>53</i>
<i>Figure IV.25: localisation des particules à l'entrée de la conduite à $T=3s$.....</i>	<i>53</i>
<i>Figure IV.26:localisation des particules au milieu de la conduite à $T=3s$.....</i>	<i>54</i>
<i>Figure IV.27: localisation des particules au niveau de coude et la conduite horizontale à $T=3s$.....</i>	<i>54</i>
<i>Figure IV.28: concentration des particules après l'entrée le coude à $T=3s$.....</i>	<i>54</i>
<i>Figure IV.29: la répartition spatiale des particules à $c1$.....</i>	<i>55</i>
<i>Figure IV.30: la répartition spatiale des particules à $c2$.....</i>	<i>55</i>
<i>Figure IV.31:concentration des particules avant le milieu de coude à $T=3$</i>	<i>55</i>

<i>Figure IV.32: la répartition spatiale des particules à c3.....</i>	<i>56</i>
<i>Figure IV.33: la répartition spatiale des particules à c4.....</i>	<i>56</i>
<i>Figure IV.34: Trajectoire de la particule dans le coude et la conduite horizontale.....</i>	<i>57</i>
<i>Figure IV.35: Évolution de vitesse de la particule en fonction de temps de séjour.....</i>	<i>57</i>
<i>Figure IV.36: Trajectoire de la particule dans la conduite verticale (y=5m).....</i>	<i>57</i>
<i>Figure IV.37: échange de quantité de mouvement selon x</i>	<i>57</i>
<i>Figure IV.38: échange de quantité de mouvement selon y.....</i>	<i>57</i>
<i>Figure IV.39: trajectoire de la particule dans la conduite verticale.....</i>	<i>58</i>
<i>Figure IV.40: Trajectoire de la particule dans le coude et la conduite horizontale.....</i>	<i>58</i>
<i>Figure IV.41: Évolution de vitesse en fonction de temps de séjour de la particule.</i>	<i>59</i>
<i>Figure IV.42: échange de quantité de mouvement selon x</i>	<i>59</i>
<i>Figure IV.43: échange de quantité de mouvement selon y</i>	<i>59</i>
<i>Figure IV.44: trajectoire de la particule dans la conduite verticale.....</i>	<i>60</i>
<i>Figure IV.45: Trajectoire de la particule dans le coude et la conduite verticale.</i>	<i>60</i>
<i>Figure IV.46: Évolution de vitesse en fonction de temps de séjour de la particule.....</i>	<i>61</i>
<i>Figure IV.47: échange de quantité de mouvement selon x</i>	<i>61</i>
<i>Figure IV.48: échange de quantité de mouvement selon y.....</i>	<i>61</i>
<i>Figure IV.49: Profils de vitesse des particules en fonction de temps de séjour.....</i>	<i>62</i>
<i>Figure IV.50: variation de la masse en fonction de temps.....</i>	<i>62</i>

Liste des symboles

α_p : la fraction volumique

β : le rapport entre l'échelle intégrale lagrangienne et l'échelle mobile eulérienne

λ : viscosité volumétrique

μ : viscosité dynamique (kg/m.s)

τ_p : le temps de relaxation de la particule

ρ_p : la masse volumique de particule (kg/m³)

ρ_f : la masse volumique de fluide (kg/m³)

λ_f : la conductivité thermique de la phase gazeuse

φ_w : la densité de flux à la paroi

Θ_p : la température de la particule (K)

Θ_f : la température de fluide (K)

$\tau_{p\theta}$: le temps de relaxation thermique de particule

$\Delta\Theta_{ref}$: l'écart de température moyenne

λ : micro-échelle de longueur de Taylor ;

ν_f : viscosité cinématique de fluide ;

ε_f : taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulent de fluide ;

η : échelle de longueur de Kolmogorov ;

U_f : la vitesse instantanée du fluide (m/s)

U_p : la vitesse instantanée des particules (m/s)

d_p : le diamètre de particule (mm)

D : diamètre de la conduite (m)

C_D : le coefficient de traînée

U_{ch} : la vitesse de chute (m/s)

g : accélération de la pesanteur (m/s²)

Nu_p : le nombre de Nusselt de la particule

Liste des symboles

k_f : énergie cinétique turbulent de fluide

N : le nombre de particules

C : concentration massique

St : nombre de stokes

T_{mE} : le temps de corrélation des fluctuations de vitesse de fluide (s)

T_L : le temps de corrélation des fluctuations de vitesse d'une particule fluide (s)

m : le taux de chargement

Q_{mp} : debit massique des particules

Q_{mf} : debit massique de fluide

U_{mp} : vitesse moyenne des particules (m/s)

U_{mf} : vitesse moyenne de fluide(m/s)

Θ_{ms} : La température moyenne de mélange.

C_{pf} : La capacité thermique de fluide.

Θ_w : la température à la paroi

\vec{V} : Vecteur de vitesse

u_i : composantes de vitesse (i= x,y,z).

p : la pression (pa)

\bar{p} : La pression moyenne

τ_{ij} : Le tenseur des contraintes visqueux

δ_{ij} : Indice de Kronecker

k_{eff} : la conductivité thermique efficace

S_h : sources de chaleurs volumétriques

E : énergie totale.

h : Enthalpie.

Y_j : la fraction de masse.

\bar{u}_i : Composante de la vitesse moyenne

u'_i : La fluctuation des composantes de la vitesse

Liste des symboles

$(\tau_{ij})_{eff}$: Tenseur de Reynolds efficace

Pr_t : Nombre de Prandlt

β : Le coefficient d'expansion thermique (K^{-1})

$\sigma_\varepsilon, C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, C_{3\varepsilon}, C_s, C_t, C_m$: constante

\vec{F}_{mv} : La force masse virtuelle

C_{mv} : Le facteur de masse virtuelle

Kn : le nombre de Knudsen

k : Conductivité thermique du fluide

k_p : Conductivité thermique des particules

\dot{m}_p : Débit massique des particules

Δt : Pas de temps entre deux prise de calcul (s)

$\dot{m}_{p,0}$: Débit massique de la particule injecté (Kg/s)

$m_{p,0}$: Masse initiale de la particule (Kg)

$m_{p_{in}}$: Masse de la particule a l'entre de la cellule (Kg)

$m_{p_{out}}$: Masse de la particule a la sortie de la cellule (Kg)

c_{pp} : Capacité thermique de la particule (J/Kg.K)

H_{pyrol} : Chaleur de pyrolysis (J/Kg)

$T_{p_{in}}$: Température de la particule a l'entre de la cellule (K)

P : le nœud principale

Φ : quantité scalaire ;

Γ_Φ : coefficient de diffusion.

\bar{S}_ϕ : la valeur moyenne du terme source ;

n : valeur au niveau de temps actuelle t ;

$n+1$: valeur au niveau de prochaine temps $t+\Delta t$;

$n-1$: valeur au niveau de temps précédent $t-\Delta t$.

Introduction :

Les écoulements diphasiques ont connus une attention particulière ces dernières années au vu de leurs nombreuses implications dans plusieurs problématiques industrielles ou environnementales. Ils sont caractérisés par la présence de deux phases, ces écoulements se manifestent dans de nombreux dispositifs industriels tels que le transport pneumatique, les procédés de combustion et de séchage, dans les domaines chimiques et nucléaires, on les rencontre aussi dans les phénomènes naturels comme par exemple la dispersion de polluants et les éruptions volcaniques.

Il existe plusieurs types d'écoulements diphasiques, liquide-liquide, liquide-solide, gaz-liquide, et gaz-solide, nous nous intéressons dans notre étude aux écoulements diphasiques gaz-solide, où deux phases sont mises en contact, l'une porteuse (le gaz) et l'autre dite dispersée (les particules solides). De nombreux paramètres peuvent influencer le comportement des écoulements diphasiques comme la complexité de la géométrie, la taille des particules, la distribution de vitesses du gaz et des inclusions.

Généralement, ces types d'écoulements sont turbulents et le mouvement des particules est complexe. La turbulence est un phénomène qui se produit lorsque les gradients de vitesse sont importants, elle est caractérisée par son irrégularité dans le temps et dans l'espace, la présence des structures de tailles différentes qui interagissent entre elles, son caractère dissipatif (présence de la viscosité) et son caractère diffusif. Elle a fait l'objet de plusieurs études du fait de leur très importante persistance et de leur distribution caractéristique dans l'écoulement.

Plusieurs études expérimentales et numériques sont menées à ce sujet dont le but d'améliorer la compréhension de comportement des particules et la modélisation de ces phénomènes physiques. Actuellement, il existe deux approches pour le calcul numérique des écoulements multiphasiques : l'approche Lagrangienne des trajectoires, l'approche Eulérienne de milieux continus. L'approche de Lagrange donne la trajectoire et la vitesse de chaque inclusion dans le champ fluide, cette approche est largement utilisée pour l'étude dynamique du comportement d'une suspension. L'approche d'Euler fournit un champ qui décrit la dynamique de chaque phase.

Le présent travail consiste à étudier un écoulement gazeux turbulent chargé de particules dans une conduite coudée de 90° , avec une vanne dans la conduite verticale. Notre choix s'oriente vers une approche eulérienne-lagrangienne afin d'étudier le comportement dynamique des particules en utilisant le code de calcul ANSYS Fluent, il fournit des résultats rapides et précis pour une très large gamme d'écoulements. L'étude présentée dans ce mémoire, s'articule autour de quatre chapitres :

Le premier chapitre consacré à des généralités sur les écoulements diphasiques, les grandeurs caractéristiques et les différentes méthodes de simulations numériques existantes.

La modélisation de la phase fluide et la phase dispersée est décrite au deuxième chapitre, elle consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes en y associant un modèle de fermeture de type $k-\epsilon$.

Une présentation de logiciel utilisé aura lieu au troisième chapitre, nous avons abordé la méthode de résolution, sa mise en œuvre pour la discrétisation des équations régissant l'écoulement, la géométrie et le maillage sont également exposés, ainsi que les conditions aux limites.

Dans le dernier chapitre, on va présenter les résultats issus de la simulation. Les commentaires et les interprétations de ces résultats sont présentés.

I.1. Introduction :

Ce chapitre a pour objectif d'exposer quelques généralités sur les écoulements diphasiques. En premier lieu, on va définir les différents types d'écoulements diphasiques existant dans la nature, ainsi que les régimes. En deuxième partie, les méthodes de simulations numériques existantes sont décrites et les domaines d'application de chaque méthode, puis on présentera les différentes grandeurs caractéristiques qui nous permettent d'étudier la phase fluide et la phase particulaire.

I.2. Les régimes d'écoulements diphasiques :

Les écoulements diphasiques sont présents dans de nombreux procédés industriels tels que le séchage, le transport pneumatique, les procédés de combustion, et tous ce qui est relié au transport des polluants. Ils sont caractérisés par la présence simultanée d'une phase porteuse (gaz, liquide), et d'une phase dispersée sous la forme des inclusions (particules solides, gouttelettes). Ces écoulements sont caractérisés par des échanges de masse, de quantité de mouvement, et d'énergie qui affectent les caractéristiques dynamiques et thermiques de l'écoulement global. Il existe plusieurs régimes d'écoulements poly-phasique qui peuvent être regroupés en quatre catégories: écoulement gaz-liquide ou liquide-liquide; écoulement gaz-solide; écoulement liquide-solide; et les écoulements tri-phasique.

I.2.1. Ecoulement Gaz-liquide ou liquide-liquide :

Les régimes suivants sont des écoulements gaz-liquide ou liquide-liquide:

- écoulement dispersé à bulles: Ceci est le flux de bulles gazeuses ou fluides discrets dans un fluide continu, incluent des absorbeurs, aération, pompes de relevage de l'air, cavitation, évaporateurs, flottation, et épurateurs.



Figure I.1 : Écoulement dispersé à bulles.

- écoulement dense à bulles: Ceci est le flux de gouttelettes de fluide discrets dans un gaz en continu, incluent des absorbeurs, des atomiseurs, des chambres de combustion, le pompage cryogénique, sècheuses, évaporation,



Figure I.2 : Ecoulement dense à bulles/particule.

- écoulement à bouchons: Ceci est l'écoulement des grosses bulles dans un fluide continu, comprennent un grand mouvement de bulles dans les tuyaux ou les réservoirs.



Figure I.3 : Ecoulement à bouchons.

- écoulement Stratifié / surface libre: Ceci est l'écoulement des fluides non miscibles séparés par une interface clairement définie, comprennent ballottement dans les dispositifs de séparation offshore et ébullition et condensation dans les réacteurs nucléaires.



Figure I.4 : Ecoulement Stratifié / surface libre.

I.2.2. Écoulement gaz-solide :

Les régimes suivants sont des flux gaz-solide:

- écoulement chargées de particules: Ceci est l'écoulement de particules discrètes dans un gaz en continu, comprennent des séparateurs à cyclone, classificateurs d'air, collecteurs de poussière, et chargé de poussière les flux environnementaux.

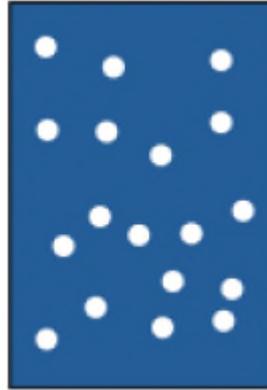


Figure 1.5 : Ecoulement chargées de particules [5].

L'un des travaux qui ont été réalisés sur les écoulements gaz-particules, l'étude de (BOUSSOUM et BENYAHIA;2015) sur les écoulements turbulent chargé de particules dans une conduite coudée à 90°, avec un faible taux de chargement (0.23 kg/s) et une pression de 5 bar à l'entrée. Les simulations sont faite avec le logiciel ANSYS Fluent en utilisant la méthode de Euler- Lagrange, ils ont aboutis que l'ajout des particules n'influence pas sur le comportement de fluide.

- Transport pneumatique: Ceci est un modèle d'écoulement qui dépend de facteurs tels que le chargement solide, des nombres de Reynolds, et les propriétés des particules, comme exemples le transport de poudres de ciment, les céréales, et en métal.

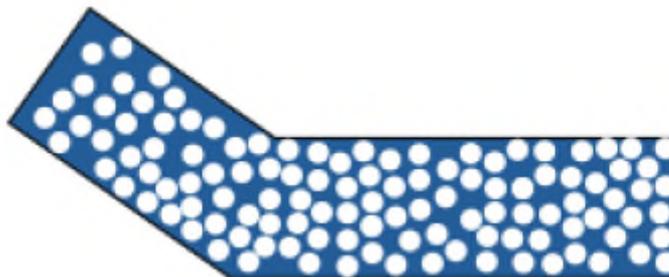


Figure 1.6 : Transport pneumatique/ hydrotransport/ Slurry flow [5].

- lit fluidisé: Il se compose d'un récipient contenant des particules, dans laquelle un gaz est introduit par un distributeur. Le gaz ascendant à travers le lit suspend les particules. En fonction du débit d'écoulement de gaz, des bulles apparaître et monter à travers le lit, en intensifiant le mélange dans le lit, on trouve des réacteurs à lit fluidisé et lit fluidisé circulant.



Figure I.7 : Lit fluidisé [5].

Les phénomènes physiques intervenant dans les écoulements turbulents gaz-solides sont divers (dispersion des particules, collisions, modification de la dynamique du fluide par les particules,...) et différents selon les caractéristiques des deux phases. Plusieurs classements des écoulements diphasiques turbulents gaz-particules ont été proposés en fonction de différents paramètres (fraction volumique, chargement massique en particules).

Nous présentons ici la classification en fonction de la fraction volumique en particules α_p (Elghobashi 1994) [8]:

* $\alpha_p < 10^{-4}$: ce cas représente la classe des écoulements diphasiques très dilués. Le mécanisme prépondérant à appréhender pour comprendre la dynamique de l'écoulement diphasique est la dispersion des particules par la turbulence du fluide. La présence des particules est plutôt réputée ne pas affecter la dynamique de la phase fluide porteuse.

* $10^{-4} < \alpha_p < 10^{-2}$: dans ce régime, la présence des particules modifie la turbulence. Ce régime est couramment appelé régime de couplage inverse.

* $\alpha_p > 10^{-2}$: ce cas représente la classe des écoulements diphasiques fortement chargés en particules. Les interactions inter-particules (collisions, interactions hydrodynamiques) deviennent prépondérantes par rapport aux autres mécanismes. Ce sont elles qui gouvernent pour l'essentiel la dynamique de l'écoulement.

I.2.3. L'écoulement liquide-solide :

Les régimes suivants sont des écoulements liquides-solides:

- écoulement de Slurry: Cet écoulement est le transport des particules dans les liquides. Le comportement fondamental des écoulements liquide-solide varie en fonction des propriétés des particules solides par rapport à celles du liquide. Dans les flux de lisier, Stokes numéro est normalement inférieure à 1. lorsque le nombre de Stokes est supérieur à 1, la caractéristique de l'écoulement liquide-solide fluidification (figure I-6), traitement des minéraux.
- hydrotransport: Ceci décrit densément distribuées des particules solides dans un liquide en continu (figure I-6), on a comme exemple le traitement des minéraux et des systèmes de fluides biomédicaux et physicochimiques
- Sédimentation: Ceci décrit une haute colonne contenant initialement un mélange uniforme de particules dispersées. Au fond, les particules vont ralentir et à former une couche de boues.

Au sommet, une interface claire apparaît, et au milieu d'une zone de décantation constante existera, par exemple le traitement des minerais, l'épuration, canaux d'irrigation.

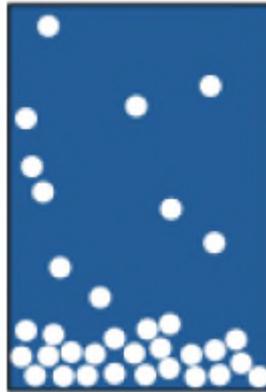


Figure I.8 : Sédimentation [5].

I.2.4. Écoulement tri-phasique :

Les écoulements triphasés sont des combinaisons des autres régimes d'écoulement énumérés dans les sections précédentes.

I.3. Simulation numérique :

Les progrès de la mécanique des fluides computationnelle ont fourni la base pour un éclairage supplémentaire sur la dynamique des écoulements polyphasiques. Actuellement, il existe deux approches pour le calcul numérique des écoulements multiphasiques: l'approche Euler-Lagrange et l'approche Euler-Euler.

I.3.1. Approche eulérienne-lagrangienne :

La phase gazeuse est simulée par la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées, en y associant un modèle de fermeture et des termes sources afin de prendre en compte l'effet de la phase dispersée sur l'écoulement moyen et sur les propriétés turbulentes. Tandis que la phase dispersée est résolue par le suivi d'un grand nombre de particules, des bulles ou des gouttelettes par le champ d'écoulement calculé. La phase dispersée peut échanger de la masse, la quantité de mouvement et l'énergie avec la phase fluide.

Cette approche permet d'étudier les phénomènes physiques qui gouvernent le mouvement des particules et le couplage entre les deux phases, elle est rendue beaucoup plus simple lorsque les interactions entre particules peuvent être négligées, et cela exige que la deuxième phase dispersée occupe une fraction de faible volume. Les trajectoires des particules ou gouttelettes sont calculées individuellement à des intervalles déterminés pendant le calcul de la phase fluide. Cela rend le modèle approprié pour la modélisation des flux de particules chargées, mais inappropriée pour la modélisation des mélanges liquide-liquide, des lits fluidisés, ou toute autre application lorsque la fraction volumique de la seconde phase ne peut pas être négligée [5].

I.3.2. Approche eulérienne-eulérienne:

Dans l'approche eulérienne, les deux phases sont considérées comme des milieux continus s'interpénétrant qui sont soumis aux lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. La simulation de l'écoulement consiste alors à résoudre ces équations sur les grandeurs moyennes des deux phases en tenant compte du couplage intervenant au travers des termes de transfert aux interfaces. Un des avantages de cette approche est que les écoulements diphasiques denses peuvent être traités plus aisément [2].

Les difficultés sont, quant à elles, liées à la fermeture des équations moyennées et à la difficulté à prendre en compte les interactions particule-particule et particule-paroi. En outre, cette approche doit également faire face au problème de la détermination des caractéristiques de la vitesse du fluide puisque des termes fonctions de cette vitesse apparaissent dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, ainsi que dans l'équation de transport des contraintes cinétiques particulières. Dans cette approche également, des problèmes analogues surviennent lorsque le transfert de chaleur entre les deux phases est considéré.

Cette approche est largement utilisée dans le cas des écoulements fortement chargés en particules à cause de ses avantages avec ses taux de chargement par rapport à la méthode lagrangienne.

I.3.3. Simulation numérique direct (DNS) :

Le développement des modélisations eulérienne-eulérienne et eulérienne-lagrangienne se heurte au manque de résultats expérimentaux nécessaires à l'analyse et la compréhension des mécanismes mis en jeu dans les écoulements diphasiques anisothermes. La simulation numérique directe, qualifiée parfois d'expérience numérique, apparaît comme un outil intéressant pour étudier ces mécanismes. Déjà couramment exploitée pour qualifier le comportement dynamique des écoulements diphasiques, cette méthode a été récemment utilisée pour étudier le comportement thermique de tels écoulements. Ces études s'intéressent en particulier à la caractérisation de propriétés thermiques turbulentes de chacune des deux phases, telles que les fluctuations de température, dans diverses situations. Ces travaux restent toutefois en marge de nos préoccupations dans la mesure où les résultats obtenus concernent des écoulements peu réalistes.

I.4. Paramètres physiques caractéristiques du problème :

Dans ce paragraphe, nous introduisons les paramètres physiques et les nombres adimensionnels représentatifs des écoulements diphasiques turbulents gaz-solides. Ces paramètres sont divisés selon quatre classes : les paramètres caractéristiques de la phase fluide continue, ceux de la phase solide dispersée, ceux qui caractérisent l'interaction entre ces deux phases, et les échanges entre la suspension et la paroi.

I.4.1. Paramètres représentatifs de la dynamique de la phase dispersée :

La phase dispersée se caractérise tout d'abord par le diamètre (d_p) des particules solides et leur masse volumique (ρ_p) qui est très supérieure à (ρ_f) la masse volumique de l'air.

a. Nombre de Reynolds particulaire :

Le nombre de Reynolds particulaire caractéristique du mouvement relatif est défini par :

$$Re_p = \frac{\rho_p \|\vec{U}_p - \vec{U}_f\| d_p}{\mu_f} \quad (\text{I. 1})$$

Où ;

U_f : la vitesse instantanée du fluide ;

U_p : la vitesse instantanée des particules ;

d_p : le diamètre de particule ;

ρ_p : la masse volumique de particule ;

μ_f : viscosité dynamique de fluide.

b. Temps de relaxation des particules :

Le temps de réponse des particules τ_p est déduit de l'équation de la trajectoire d'une particule isolée et s'écrit sous la forme :

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_f} \quad (\text{I. 2})$$

Où ;

τ_p : désigne le temps de relaxation de la particule qui représente le temps nécessaire pour la particule à répondre aux sollicitations du fluide ;

Si on suppose qu'on a seulement la force de trainée qui influence sure les particules, on aura l'équation de trajectoire qui s'écrit comme suite :

$$\frac{dU_p}{dt} = \frac{1}{\tau_p} (U_f - U_p) \quad (\text{I. 3})$$

Si $\rho_p \gg \rho_f$, le temps de relaxation vaut :

$$\tau_p = \frac{4}{3} \frac{d_p^2 \rho_p}{\mu_f C_D Re_p} \quad (\text{I. 4})$$

Avec ;

ρ_p : la masse volumique de particule ;

ρ_f : la masse volumique de fluide ;

C_D : le coefficient de trainée ;

d_p : le diamètre de particule ;

Supposons que la vitesse de la particule soit nulle à l'instant initial et que la vitesse du fluide ainsi que le coefficient de traînée restent constants pendant le temps d'intégration. La solution de l'équation (I.3) s'écrit alors sous la forme :

$$U_p = U_f \left[1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_p}\right) \right] \quad (\text{I. 5})$$

Ce qui montre que τ_p représente le temps nécessaire à la particule pour atteindre 63% de la vitesse de fluide [1].

Lorsque $Re_p \ll 1$, l'écoulement relatif autour de la particule est de type écoulement de Stokes, où les effets inertiels sont négligeables par rapport à ceux de la viscosité. Le coefficient de traînée se met alors sous la forme ci-après pour des particules solides sphériques.

$$C_D = 24 / Re_p \quad (\text{I. 6})$$

On introduisant le coefficient de traînée dans l'équation (I.4), on aboutira après simplification à l'équation de (I.2).

c. *vitesse de chute des particules :*

La vitesse de chute représente la vitesse limite qu'atteindrait une particule en chute libre sous l'effet de la gravité et de la traînée.

$$U_{ch} = \sqrt{\frac{4(\rho_p - \rho_f)gd_p}{3\rho_f C_D}} \quad (\text{I. 7})$$

Dans le cas où $\rho_p \gg \rho_f$, la vitesse de chute devient :

$$U_{ch} = \tau_p \cdot g \quad (\text{I. 8})$$

d. *Temps thermique :*

Représenter par le temps de relaxation thermique, l'équation régissant l'évolution de la température d'une particule tout le long de sa trajectoire est donnée par la formule suivante :

$$\frac{d\theta_p}{dt} = \frac{1}{\tau_{p\theta}} (\theta_f - \theta_p) \quad (\text{I. 9})$$

En supposant que la température de la particule est uniforme et que seul le mode de transfert de chaleur par convection est pris en compte (le transfert radiatif est supposé négligeable).

Le temps de relaxation thermique d'une particule $\tau_{p\theta}$ est représenté par :

$$\tau_{p\theta} = \frac{\rho_p C_{pp} d_p^2}{6Nu_p \lambda_f} \quad (\text{I. 10})$$

C_{pp} : la capacité thermique ;

λ_f : la conductivité thermique de la phase gazeuse ;

Nu_p : représente le nombre de Nusselt de la particule, ce nombre adimensionnel est défini par :

$$Nu_p = \frac{\varphi_w d_p}{\lambda_f \Delta\theta_{ref}} \quad (I. 11)$$

$\varphi_w, \Delta\theta_{ref}$ désignent respectivement la densité de flux à la paroi et un écart de température moyenne.

En supposant que la température de la particule à l'instant initial ($t=0$) soit égale à θ_{p0} et que la température du fluide ainsi que le temps de relaxation thermique restent constants sur le temps d'intégration, après avoir effectué un changement de variable, la solution de (I.10) s'écrit comme suit :

$$(\theta_p - \theta_{p0}) = (\theta_f - \theta_{p0}) \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{p\theta}}\right) \right] \quad (I. 12)$$

Ce qui montre que $\tau_{p\theta}$ représente le temps nécessaire à la particule pour que sa variation de température atteigne 63% de la perturbation $(\theta_f - \theta_{p0})$.

En régime de Stokes (faible nombre de Re_p), le nombre de Nusselt est égale à 2 et le temps de relaxation thermique s'exprime par :

$$\tau_{p\theta} = \frac{\rho_p C_{pp} d_p^2}{12\lambda_f} \quad (I. 13)$$

I.4.2. Paramètres représentatifs de la turbulence de la phase continue :

- **Echelles de longueur :**

Plusieurs échelles de longueur caractérisent l'écoulement turbulent fluide, λ la micro-échelle de Taylor et η l'échelle de longueur de Kolmogorov caractérisent les petites échelles intermittentes et dissipatives présentes au sein de l'écoulement.

- *Echelle de longueur de Kolmogorov :*

Notée η , caractérise la taille des plus petite structures d'écoulement.

$$\eta = \left(\frac{\nu_f^3}{\varepsilon_f} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (I. 14)$$

ν_f : viscosité cinématique de fluide

ε_f : taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulent de fluide

- *Micro-échelle de longueur de Taylor :*

Notée λ , caractérise le comportement à l'origine de la fonction d'auto-corrélation des fluctuations de vitesses du fluide. En turbulence homogène et isotrope, λ peut être évaluée par la relation :

$$\lambda = \sqrt{\frac{10v_f k_f}{\varepsilon_f}} \quad (\text{I. 15})$$

k_f : énergie cinétique turbulent de fluide

Nous utiliserons ces relations pour caractériser les ordres de grandeur des échelles associées aux petites structures turbulentes réputées assez isotropes.

I.4.3. Paramètres représentatifs de l'interaction fluide-particules :

Un premier paramètre adimensionnel permettant notamment la classification des écoulements diphasiques est la fraction volumique en particules α_p qui compare le volume de particules et le volume de fluide contenus dans un même volume élémentaire. Ce paramètre permet d'estimer a priori si l'écoulement diphasique est dilué en particules ou non.

1. La fraction volumique :

La fraction volumique de la phase dispersée est le volume occupé par les particules par unité de volume de suspension. Si les particules sont monodispersées et sphériques, elle s'exprime par :

$$\alpha_p = \pi d_p^3 N / 6 \quad (\text{I. 16})$$

Où N est le nombre de particules présentes par unité de suspension.

La concentration massique (Kg/m^3) s'exprime en fonction de la fraction volumique par :

$$C = \rho_p * \alpha_p \quad (\text{I. 17})$$

2. Nombres de Stokes :

L'influence de la turbulence de fluide sur le mouvement des particules est caractérisé par le nombre de Stokes, il est défini comme le rapport du temps caractéristique de la particule τ_p et le temps caractéristique de la turbulence, il se calcul par la formule suivante :

$$St = \frac{\tau_p}{T_{mE}} = \beta \frac{\tau_p}{T_L} \quad (\text{I. 18})$$

Où

T_{mE} : représente le temps de corrélation des fluctuations de vitesse de fluide (échelle mobile eulérienne) ;

T_L : le temps de corrélation des fluctuations de vitesse d'une particule fluide (échelle de temps intégrale lagrangienne) ;

β : c'est le rapport entre l'échelle intégrale lagrangienne et l'échelle mobile eulérienne, il varie de 0.2 et 0.6 en fonction du type d'écoulement et du niveau de turbulence.

- * Si $St \rightarrow 0$, les particules suivent parfaitement le fluide et leur mouvement est fortement influencées par la turbulence ;
- * Si $St \rightarrow \infty$, les particules possèdent une forte inertie et elles ne sont pas affectées par la turbulence. [2]

3. Le taux de chargement :

En écoulement gaz-solide, le taux de chargement est défini comme étant le rapport des débits massiques entre les particules et la phase gazeuse, il est donné par la relation suivante :

$$m = \frac{Q_{mp}}{Q_{mf}} = \frac{\alpha_p \rho_p U_{mp}}{(1 - \alpha_p) \rho_f U_{mf}} \quad (\text{I. 19})$$

Généralement, la fraction volumique peut être négligée devant 1, ainsi que la vitesse moyenne des particules est de l'ordre de la différence de la vitesse moyenne du fluide et de la vitesse de chute des particules : $U_{mp} = U_{mf} - \tau_p g$ (I.20)

D'où, l'expression de taux de chargement est donné par :

$$m \approx \frac{\alpha_p \rho_p}{\rho_f} \left(1 - \frac{\tau_p g}{U_{mf}} \right) \quad (\text{I. 21})$$

I.4.4. Caractérisation des échanges entre la suspension et la paroi :

➤ Température moyenne de mélange :

La température moyenne de mélange de la suspension est définie dans une section droite de l'écoulement à la cote z par :

$$\Theta_{ms}(z) = \frac{m C_{pp} \Theta_{mp}(z) + C_{pf} \Theta_{mf}(z)}{C_{pf} + m C_{pp}} \quad (\text{I. 22})$$

Où ;

Θ_{mp} , Θ_{mf} désignent respectivement les températures moyennes de mélange des particules et du fluide, définies par:

$$\Theta_{mp} = \frac{2\pi \int_0^R \alpha_p * \rho_p \langle U_{pz} \rangle \langle \Theta_p \rangle r dr}{q_{mp}} \quad (\text{I. 23})$$

$$\Theta_{mf} = \frac{2\pi \int_0^R (1 - \alpha_p) * \rho_f \langle U_{fz} \rangle \langle \Theta_f \rangle r dr}{q_{mf}} \quad (\text{I. 24})$$

➤ Nombre de Nusselt de la suspension :

Le nombre de Nusselt caractérise les échanges thermiques entre la suspension et la paroi, il est défini par :

$$Nu_s(z) = \frac{\varphi_w D}{\lambda_f \Delta \Theta_{ref}} \quad (I. 25)$$

Le nombre de Nusselt se diffère selon la condition aux limites appliquée, densité de flux imposée au niveau de la paroi ou température.

1. Selon le flux imposé :

$$Nu_s(z) = \frac{D \varphi_w}{\lambda_f (\Theta_w(z) - \Theta_{ms}(z))} \quad (I. 26)$$

Où ;

$\Theta_w(z)$: représente la température à la paroi à la cote z.

2. Selon la température imposée à la paroi :

$$Nu_s(z) = \frac{(q_{mp} C_{pp} + q_{mf} C_{pf})(\Theta_{ms}(z) - \Theta_{ms}(0))}{\lambda_f \pi L_t \Delta T_{LM}} \quad (I. 27)$$

$$\text{Avec ; } \Delta T_{LM} = \frac{(\Delta T_s - \Delta T_e)}{\ln \frac{\Delta T_s}{\Delta T_e}} \quad (I. 28)$$

Avec ΔT_s et ΔT_e sont définis par :

$$\bullet \Delta T_s = \Theta_w - \Theta_{ms}(z) \quad (I. 29)$$

$$\bullet \Delta T_e = \Theta_w - \Theta_{ms}(0) \quad (I. 30)$$

$\Theta_{ms}(0)$ représente la température initiale de la suspension (à t=0).

I.5. Conclusion :

On a peut présenter dans ce chapitre les différents écoulements diphasiques en exposant les différents types et les régimes d'écoulements existant, puis on a plongé dans le vaste domaine des simulations numériques existante dans la littérature. Enfin, on est passé aux caractéristiques de fluide en situant les différentes grandeurs influençant sur le domaine d'étude.

II.1. Introduction :

Après avoir défini les écoulements diphasiques et les grandeurs caractéristiques qui permet d'étudier leurs comportements, nous allons voir dans ce chapitre les méthodes de la modélisation de la phase fluide et la phase dispersée.

En premier lieu, on va présenter l'écoulement à modéliser et le choix de l'approche utilisée. Par la suite, nous exposerons l'ensemble des équations dynamiques décrivant le comportement des deux phases gazeuse et particulaire proposées par le code de calcul ANSYS Fluent, la turbulence également sera prise en compte. Enfin, on va aborder le couplage entre les deux phases discrète et continue, et les paramètres qui influent sur ce dernier.

II.2. Description de l'écoulement étudié :

a. Présentation :

La présente étude consiste à étudier un écoulement diphasique (gaz-solide) avec un faible taux de chargement dans une conduite verticale puis horizontale avec une vanne, la conduite est coudée avec un angle de 90°.

Le domaine d'étude sera délimité par les parois de la conduite qui seront considérés comme des conditions aux limites, et les conditions initiale et final seront imposées. Le fluide et les particules injectées sont de forme sphérique, elles sont prise uniforme.

b. Modèle utilisé :

Pour le genre d'étude que on veut modéliser, on dispose de deux modèles très performants l'un que l'autre, qui sont le modèle eulérien et lagrangien qui disposent chaque un d'avantages et d'inconvénients.

Alors que l'approche lagrangienne est plus fidèle à la physique, l'autre est moins coûteuse en temps de calcul et plus simple à discrétiser. Une méthode hybride couplant ces deux approches pourrait donc profiter :

- De l'acuité des prédictions de l'approche particulaire dans les zones où les phénomènes physiques les plus complexes ont lieu ;
- Du coût numérique réduit de l'approche eulérienne dans les zones de l'écoulement où les fermetures sont justifiées [7].

Pour ces avantages que nous fournissons cette méthode et en vue de taux de chargement utilisés, on a vu dans la méthode Euler/Lagrange la meilleure approche pour le cas étudié.

II.3. Modélisation de l'écoulement :

1. La phase continue :

Le mouvement de fluide est obtenu par la résolution des équations de Navier-Stokes (l'équation de continuité et l'équation de conservation de quantité de mouvement), ces équations se déduisent des lois de Newton du mouvement, elles relient la vitesse et la pression en chaque point de l'écoulement.

La caractérisation d'un écoulement monophasique est basée sur la résolution de ce système d'équations en déterminant les grandeurs inconnues (les composantes de vitesse et la pression).

- Equation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V}) = 0 \quad (\text{II. 1})$$

- Equation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \text{div}(\rho u_i \vec{V}) = -\frac{\delta p}{\delta x_i} + \rho g_i + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (\text{II. 2})$$

Avec :

$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t}$: Le terme transitoire ;

$\text{div}(\rho u_i \vec{V})$: Variation de quantité de mouvement par unité de volume ;

$\frac{\delta p}{\delta x_i}$: Force de pression par unité de surface ;

ρg_i : Force volumique par unité de volume ;

$\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}$: Les contraintes visqueuses par unité de surface.

Sachant que :

τ_{ij} représente le tenseur des contraintes visqueux, il s'exprime par :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \text{div} \vec{V} \delta_{ij} \quad (\text{II. 3})$$

Où ;

μ : viscosité dynamique ;

$\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$: désigne le taux de déformation ;

λ : viscosité volumétrique, elle est égale à : $-\frac{2}{3}\mu$;

δ_{ij} : Indice de kronecker ; $\delta_{ij} \begin{cases} 1 \text{ si } i = j \\ 0 \text{ si } i \neq j \end{cases}$

En remplaçant les facteurs dans l'équation (II.3), après simplification on aboutira à :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{3} \mu \operatorname{div} \vec{V} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial^2 x_j} \quad (\text{II. 4})$$

Dans notre cas, l'écoulement est considéré compressible en remplaçant l'équation (II.4) dans (II.2), on obtient :

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u_i \vec{V}) = -\frac{\delta p}{\delta x_i} + \rho g_i + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \mu \operatorname{div} \vec{V} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial^2 x_j} \quad (\text{II. 5})$$

- Equation d'énergie:

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i (\rho E + P)) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + S_h \quad (\text{II. 6})$$

Où ;

P : la pression ;

k_{eff} : la conductivité thermique efficace ;

S_h : inclus la chaleur des réactions chimiques, et toutes les autres sources de chaleurs volumétriques.

E : énergie totale, elle est donnée par :

$$E = h - \frac{P}{\rho} + \frac{v^2}{2} \quad (\text{II. 7})$$

Avec ;

h : Enthalpie, il se calcul pour des gaz parfait, comme suit :

$$h = \sum_j Y_j h_j \quad (\text{II. 8})$$

Y_j : la fraction de masse ;

$$h_j = \int_{T_{ref}}^T c_{p,j} dT \quad (\text{II. 9})$$

$T_{ref} = 298.15 \text{ K.}$ (pour le modèle utilisé).

a. Influence de la turbulence :

On a exposé précédemment les équations de Navier-Stocks, sans prendre en compte les effets de la turbulence, dans notre cas on étudie un fluide newtonien ($\mu \neq 0$) et compressible (gaz) ce que nous amène à prendre en considération la turbulence qui est un des problèmes majeurs (si ce n'est le plus important) de la mécanique des fluides, car elle concerne une gamme très variée et étendue d'écoulements. Ce problème est de plus très ardu car l'état d'un fluide turbulent apparaît comme chaotique et non-prévisible. Passé le nombre critique de Reynolds, se développe un type d'écoulement pour lequel existe une hiérarchie dans laquelle les tourbillons à grande échelle alimentent les tourbillons aux échelles inférieures, et ce jusqu'à ce que la viscosité prenne le dessus et dissipe l'énergie transférée aux plus petits tourbillons [3].

Selon la décomposition de Reynolds, chaque variable est décomposée en deux termes : un terme qui représente la moyenne, et un autre terme qui représente le fluctuant.

Les composantes de vitesse s'écrivent comme suit :

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i ; (i= 1, 2, 3) \quad (\text{II. 10})$$

Où ;

\bar{u}_i, u'_i représentent respectivement la moyenne et la fluctuation des composantes de la vitesse.

Ainsi, la pression et les autres grandeurs scalaires s'écrivent sous la forme :

$$\phi_i = \bar{\phi}_i + \phi'_i \quad (\text{II. 11})$$

Avec ϕ représente l'ensemble des grandeurs tels que la pression et l'énergie.

Selon la décomposition de Reynolds, les équations de Navier-Stocks deviennent comme suit :

- Equation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{u}_i) = 0 \quad (\text{II. 12})$$

- Equation de conservation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial (\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\delta \bar{p}}{\delta x_i} + \rho g_i + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \mu \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial^2 x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (\text{II. 13})$$

- Equation d'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i} [u_i (\rho E + P)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(K + \frac{c_p u_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i (\tau_{ij})_{eff} \right] + S_h \quad (\text{II. 14})$$

Avec :

$(\tau_{ij})_{eff}$: Tenseur de Reynolds efficace, il est défini par :

$$(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (\text{II. 15})$$

On remarque la naissance de nouveaux inconnus, qui sont les tensions de Reynolds qui doivent être modélisées, et pour cela on opte pour l'utilisation d'un modèle de fermeture de type k-ε.

b. Modèle de fermeture de la turbulence :

Il existe plusieurs modèles de fermetures de la turbulence, nous nous intéressant dans notre étude au modèle k-ε. ANSYS Fluent propose trois modèles de fermeture de type k-ε :

- Modèle k-ε standard ;
- Modèle k-ε RNG;
- Modèle k-ε réalisable.

Ces trois modèles ont une forme similaire avec des équations de transport de k et ε. Ils diffèrent dans :

- La méthode de calcul de la viscosité turbulente ;
- Le nombre de Prandtl qui gouverne la diffusion turbulente de k et ε ;
- Les termes de génération et de dissipation dans l'équation ε.

Dans notre étude, on va utiliser le modèle standard k-ε.

c. Le modèle k-ε standard :

Modèle de turbulence à deux équations permettent de déterminer à la fois, une longueur turbulente et échelle de temps en résolvant deux équations de transport distincts. Le modèle standard ANSYS Fluent se situe dans cette classe de modèles et est devenu le cheval de bataille de pratiques calculs de flux d'ingénierie dans le temps depuis qu'il a été proposé par Launder et Spalding (1972). Robustesse, économie, et raisonnable précision pour une large gamme d'écoulements turbulents explique sa popularité dans la simulation des flux industriels et le transfert de chaleur. Il est un modèle semi-empirique, et la dérivation des équations du modèle repose sur les considérations phénoménologiques et empirismes [5].

Dans ce modèle, on suppose que :

- L'écoulement est turbulent pleinement développé ;
- Les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables.

Ce modèle utilise l'hypothèse de boussinesq pour le calcul des tensions de Reynolds, qui sont reliées à l'action des forces visqueuses, elles sont données par :

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (\text{II. 16})$$

Avec ;

μ_t : la viscosité turbulente, elle se calcule en fonction de l'énergie cinétique turbulente k et la dissipation d'énergie ε par la formule :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II. 17})$$

Où ;

C_μ : est un constant, $C_\mu=0.09$.

L'inconvénient de cette hypothèse est qu'elle suppose que la viscosité turbulente est une quantité scalaire isotrope, ce qui n'est pas strictement vrai. Cependant, l'hypothèse d'une viscosité turbulente isotrope fonctionne généralement bien pour les flux de cisaillement dominés par un seul des contraintes de cisaillement turbulents.

L'avantage également de l'hypothèse de boussinesq est le faible coût de calcul associé au calcul de la viscosité turbulente. Dans le modèle standard k- ε , deux équations de transport sont alors résolues :

1. Equation de l'énergie cinétique turbulente k :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k \bar{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (\text{II. 18})$$

Avec :

σ_k : Constante qui a la valeur de 1.

Y_M : coefficient de dissipation de dilatation, il est donné par :

$$Y_M = 2\rho \varepsilon M_t^2 \quad (\text{II. 19})$$

Où M_t est le nombre de Mach, il est défini par :

$$M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}} \quad (\text{II. 20})$$

Avec

$$a : \text{représente la vitesse de son, il est donné par : } a = \sqrt{\gamma RT} \quad (\text{II. 21})$$

2. Equation de la dissipation de l'énergie turbulente ε :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon \bar{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (\text{II. 22})$$

G_k et G_b désignent respectivement le terme de génération de turbulence cinétique et le terme de génération de turbulence due aux effets de buoyance.

$$G_k = -\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (\text{II. 23})$$

Et

$$G_b = \beta g_i \frac{u_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (\text{II. 24})$$

Avec ;

Pr_t : nombre de prandtl ;

Pour le modèle k- ϵ standard, ANSYS Fluent donne une valeur par défaut : $Pr_t=0.85$.

β : Le coefficient d'expansion thermique, il est défini par :

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (\text{II. 25})$$

Pour un gaz idéal, l'équation (II.24) se réduit à :

$$G_b = -g_i \frac{u_t}{\rho Pr_t} \frac{\partial \rho}{\partial x_j} \quad (\text{II. 26})$$

Si $\left\{ \begin{array}{l} G_b > 0 \text{ tendance à augmenter la turbulence;} \\ G_b < 0 \text{ tendance à dissiper la turbulence.} \end{array} \right.$

Les constantes de l'équation de dissipation d'énergie ont les valeurs par défaut proposées par ANSYS Fluent :

Tableau II.1: les valeurs des constantes de l'équation de dissipation d'énergie.

Constantes	σ_ϵ	$C_{1\epsilon}$	$C_{2\epsilon}$
Valeur	1.30	1.44	1.92

La constante $C_{3\epsilon}$ est donnée par :

$$C_{3\epsilon} = \tanh \left| \frac{v}{u} \right| \quad (\text{II. 27})$$

Où ; v et u sont respectivement les composantes de vitesse parallèle et perpendiculaire au vecteur de gravité.

2. La phase dispersée [5] :

Cette phase est simulée en effectuant un suivi lagrangien des particules présentant dans le champ fluide déterminé par le modèle eulérien. Les particules supposées sphériques et indéformables. Les équations régissant sur une particule sont décrites respectivement ci-dessous : le déplacement par unité de temps est égal à la vitesse, la somme des forces agissant sur la particule est égale au produit de la masse par l'accélération.

$$\frac{d\vec{x}_p}{dt} = \vec{U}_p \quad (\text{II. 28})$$

$$m_p \frac{d\vec{U}_p}{dt} = \sum \vec{F} \quad (\text{II. 29})$$

m_p est donnée par :

$$m_p = \pi \rho_p d_p^3 / 6 \quad (\text{II. 30})$$

Où :

m_p : la masse de particule ;

d_p : le diamètre de la particule ;

ρ_p : la masse volumique de particule.

L'application de la méthode lagrangienne s'appuie sur le suivi de chaque particule indépendamment avec un pas de temps imposée, et pour effectuer ce suivi on doit s'appuyer sur la résolution de deuxième principe de Newton dans la mécanique classique, il est donnée par l'équation (II.29).

Les forces agissant sur une particule solide sont les suivantes :

$$\sum \vec{F} = \vec{F}_{trainée} + \vec{F}_{gravité} + \vec{F} \quad (\text{II. 31})$$

Où ; \vec{F} représente les autres forces qui sont :

a. La force masse virtuelle (\vec{F}_{mv}):

Est la force nécessaire pour accélérer le fluide entourant la particule. Cette force peut être écrite :

$$\vec{F}_{mv} = C_{mv} \frac{\rho_f}{\rho_p} \left(\vec{u}_p \nabla \vec{u} - \frac{d\vec{u}_p}{dt} \right) \quad (\text{II. 32})$$

Où ;

C_{mv} : est le facteur de masse virtuelle avec une valeur par défaut de 0,5.

b. Une autre force supplémentaire se pose en raison du gradient de pression dans le fluide (\vec{F}_{pg}),

$$\vec{F}_{pg} = \frac{\rho_f}{\rho_p} \vec{u}_p \nabla \vec{u} \quad (\text{II. 33})$$

Les forces de masse et de gradient de pression virtuels ne sont pas importantes lorsque la densité du fluide est beaucoup inférieure à la densité des particules comme cela est le cas pour liquide / particules solides dans les flux gazeux ($\frac{\rho_f}{\rho_p} \ll 1$).

Pour la valeur de $\frac{\rho_f}{\rho_p}$ approche l'unité, les forces de gradient virtuels de masse et de pression deviennent significatifs et il est recommandé de les inclure lorsque le rapport de densité est supérieure à 0,1.

c. Force brownienne :

Pour des particules submicroniques, les effets du mouvement brownien sont due au gradient de température, elle s'exprime par :

$$F_{bi} = \zeta_i \sqrt{\frac{\pi S_0}{\Delta t}} \quad (\text{II. 34})$$

d. La force de levage de Saffman :

La force de portance de Saffman, ou l'ascenseur en raison de cisaillement, La force de levage utilisée est de Li et Ahmadi , et est une généralisation de l'expression prévue par saffman :

$$\vec{F} = \frac{2K v^2 \rho d_{ij}}{\rho_p d_p (d_{lk} d_{kl})^{\frac{1}{4}}} (\vec{u} - \vec{u}_p) \quad (\text{II. 35})$$

Cette expression est recommandée seulement pour les particules submicronique, à petit nombre de Reynolds quand $K=2.594$ et d_{ij} est le tenseur de déformation.

Dans le cadre de notre projet de fin d'étude, en vue qu'on a un but précis dans notre simulation qui est l'influence d'une vanne et des élargissements sur la variation de la température et la pression dans une conduite, on doit négliger ces forces et prendre en compte uniquement la force de trainée et la force de gravité. L'équation de mouvement d'une particule s'écrit alors comme suit :

$$m_p \frac{d\vec{U}_p}{dt} = \vec{F}_{trainée} + \vec{F}_{gravité} \quad (\text{II. 36})$$

ANSYS Fluent prédit la trajectoire d'une particule en intégrant l'équilibre des forces sur la particule, cet équilibre de forces égalise l'inertie des particules avec les forces agissant sur les particules, elle est donnée par :

$$\frac{d\vec{U}_p}{dt} = F_D (\vec{U}_f - \vec{U}_p) + \frac{\vec{g}(\rho_p - \rho)}{\rho_p} \quad (\text{II. 37})$$

Où ;

$F_D(\vec{u} - \vec{u}_p)$: est la force de trainée par unité de masse d'une particule, elle traduit les effets de viscosité dans le cas où la vitesse relative entre le fluide et la particule est constante. Cette force agit dans la direction de la vitesse relative $(\vec{U}_f - \vec{U}_p)$, et se caractérise par sa dépendance au nombre de Reynolds particulaire qui s'écrit comme suit :

$$Re_p = \frac{\rho_p \|\vec{U}_p - \vec{U}_f\| d_p}{\mu_f} \quad (\text{II. 38})$$

La force de trainée est donnée par la formule :

$$F_D = \frac{18\mu_f C_D Re}{\rho_p d_p^2} \frac{Re}{24} \quad (\text{II. 39})$$

Avec :

μ_f : La viscosité dynamique de fluide ;

C_D : Le coefficient de trainée ;

Dans le cas des particules sphériques, il s'écrit sous la forme :

$$C_D = a_1 + \frac{a_2}{Re} + \frac{a_3}{Re^2} \quad (\text{II. 40})$$

Cette formule est utiliser pas ANSYS fluent dans les calcule.

Où :

a_1, a_2, a_3 sont des constantes applicables sur plusieurs gammes de Re données par Morsi et Alexander (1972), on donne les valeurs des constante dans le tableau ci-après.

Tableau II.2: valeurs des constantes pour la corrélation de Morsi et Alexander [].

Re_p	a_1	a_2	a_3
$Re_p < 0.1$	0	24	0
$0.1 < Re_p < 1$	3.69	22.73	0.0903
$1 < Re_p < 10$	1.122	29.167	-3.889
$10 < Re_p < 100$	0.6167	46.5	-116.67
$100 < Re_p < 1000$	0.3644	98.33	-2778
$1000 < Re_p < 5000$	0.357	148.62	$-4.75 \cdot 10^{-4}$
$5000 < Re_p < 10000$	0.46	-490.546	$57.87 \cdot 10^4$
$10000 < Re_p < 50000$	0.5191	-1662.5	$5.4167 \cdot 10^6$

II.4. Couplage phase dispersée – continue :

Cette étape consiste à étudier les échanges de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre les deux phases. Si il ya juste influence de la phase continue sur la phase discrète, on parle alors de "couplage one-way", après le calcul de trajectoire de la particule, on prend les quantités de masse, de mouvement et d'énergie gagné ou perdue par la particule en l'introduisant dans les calcules de la phase continue, Ce couplage est valable pour des faibles taux de chargements due à l'influence des particules négligé sur la phase fluide. lorsque la phase discrète influe elle aussi sur la phase continue, on parle de "couplage tow-way" ce couplage et accomplir lorsque les équation de la phase discret et la phase contenu sont résolu on parallèle les solution sont obtenue lorsque les échanger sont achever, ce couplage prend en compte en général des taux de chargements élevé.

Pour cette étude, on va travailler avec un taux de chargement faible, donc on opte pour le couplage one-way, de se fait il ya pas de changement de masse entre les particules et le fluide.

1. Echange de quantité de mouvement [5]:

Le transfert de quantité de mouvement de la phase continue à la phase discrète est calculé en examinant le changement de quantité de mouvement de la particule quand elle passe dans chaque volume de contrôle, ce changement est donné par :

$$F = \sum \left[\frac{18\mu C_D Re}{24\rho_p d_p^2} (u_p - u) + F_{other} \right] \dot{m}_p \Delta t \quad (\text{II. 41})$$

Avec :

\dot{m}_p : Débit massique des particules ;

Δt : Pas de temps entre deux prise de calcul ;

F_{other} : Autre force, dans notre étude il s'agit des forces de gravité et de trainée.

2. Echange d'énergie :

Le transfert de chaleur de la phase continue a la phase discrète est calculer en examinant le changement de l'énergie de la particule quand elle passe dans chaque volume de contrôle, dans l'absence des réactions chimiques, ce changement est donné par :

$$Q = \frac{\dot{m}_{p,0}}{m_{p,0}} \left[(m_{p_{in}} - m_{p_{out}}) [-H_{lat_{ref}} - H_{pyrol}] - m_{p_{out}} \int_{T_{ref}}^{T_{p_{out}}} c_{pp} dT + m_{p_{in}} \int_{T_{ref}}^{T_{p_{in}}} c_{pp} dT \right] \quad (\text{II. 42})$$

Où ;

$\dot{m}_{p,0}$: Débit massique de la particule injecté (Kg/s) ;

$m_{p,0}$: Masse initiale de la particule (Kg) ;

$m_{p_{in}}$: Masse de la particule a l'entre de la cellule (Kg) ;

$m_{p_{out}}$: Masse de la particule a la sortie de la cellule (Kg) ;

c_{pp} : Capacité thermique de la particule (J/Kg.K) ;

H_{pyrol} : Chaleur de pyrolysis (J/Kg) ;

$T_{p_{in}}$: Température de la particule a l'entre de la cellule (K) ;

$T_{p_{out}}$: Température de la particule a la sortie de la cellule (K) ;

T_{ref} : Température de référence pour l'enthalpie (K) ;

$H_{lat_{ref}}$: Chaleur latent de condition de référence (J/Kg).

II.5. Conclusion :

On a peu présenté tout d'abord dans ce chapitre l'écoulement étudié, ce que nous a poussé à opter pour le modèle Euler-Lagrange puisqu'il est le plus adapté à notre écoulement, puis on a exposé les différentes équations régissant la phase fluide sans l'introduction de la turbulence. Ensuite, on a fait intervenir les tentions de Reynolds, ce que nous a poussé à chercher un modèle de fermeture des équations de Navier –Stocks, on a opté pour le modèle k- ϵ standard, après nous avons vue les différentes forces qui peuvent influencer sur les particules, dans notre étude ce que nous intéresse sont les forces de gravité et de trainée. En fin, on termine avec le couplage et les échanges existant entre ces deux phases.

III.1. Introduction :

Ce chapitre est consacré à la résolution des équations présentés dans le précédent chapitre. On va présenter au premier lieu, le code de calcul utilisé et les étapes à suivre pour réaliser une simulation, La géométrie ainsi que la création du maillage de la conduite sont expliquées, puis on verra les procédures utilisées par ANSYS Fluent pour la résolution des équations de transport, les conditions aux limites seront exposées.

III.2. Présentation de code de calcul ANSYS Fluent:

ANSYS Fluent est le logiciel de dynamique des fluides (CFD) le plus puissant du marché pour aller plus vite et plus loin dans l'optimisation de la performance. ANSYS Fluent offre des fonctionnalités éprouvées de modélisation physique d'écoulement fluide, de turbulence, de transfert de chaleur et de réaction chimique, et fournit des résultats rapides et précis pour une très large gamme d'applications CFD et multiphysiques.

ANSYS permet de prédire avec confiance le succès des produits dans le monde réel. Les entreprises utilisent ANSYS pour créer des prototypes virtuels complets de produits et de systèmes complexes de mécanique, d'électronique, de composants électroniques et de logiciel mettant en jeu tous les phénomènes physiques qui existent dans la réalité.

Fluent est un solveur très utilisé dans l'industrie à travers le monde. Il est souvent considéré comme une référence dans le domaine de la modélisation fluide. Le paramétrage du modèle se fait par une interface graphique, il dispose d'une interface de scripts pour automatiser les processus de calcul. L'un des intérêts de ce logiciel de simulation généraliste, est qu'il dispose d'un nombre relativement important de modèles, pouvant faire face à divers aspects de la mécanique des fluides, Fluent contient également un outil de visualisation des résultats qui permet d'afficher les champs de pression, vitesse et autres autour de la paroi.

La résolution numérique par Fluent d'une manière générale, suit les étapes suivantes :

1. Création de la géométrie sous ANSYS-Design modeler;
2. Choix de maillage sous ANSYS-Meshing ;
3. Définition des conditions aux limites sous Fluent;
4. Calcul avec FLUENT pour les différents cas retenus ;
5. Analyse des résultats obtenus.

III.3. La géométrie :

Elle consiste à dessiner le domaine d'écoulement en utilisant ANSYS design modeler. La géométrie étudiée est composée respectivement de :

1. Une conduite verticale de 9.2m, elle contient une vanne à 4.8m.

2. Un coude de $(r=1.5m)$;
3. Une conduite horizontale de 4m ;
4. le diamètre de conduite est constant, et est égale à 80mm.

Le domaine d'étude est présenté dans la figure ci-dessous.

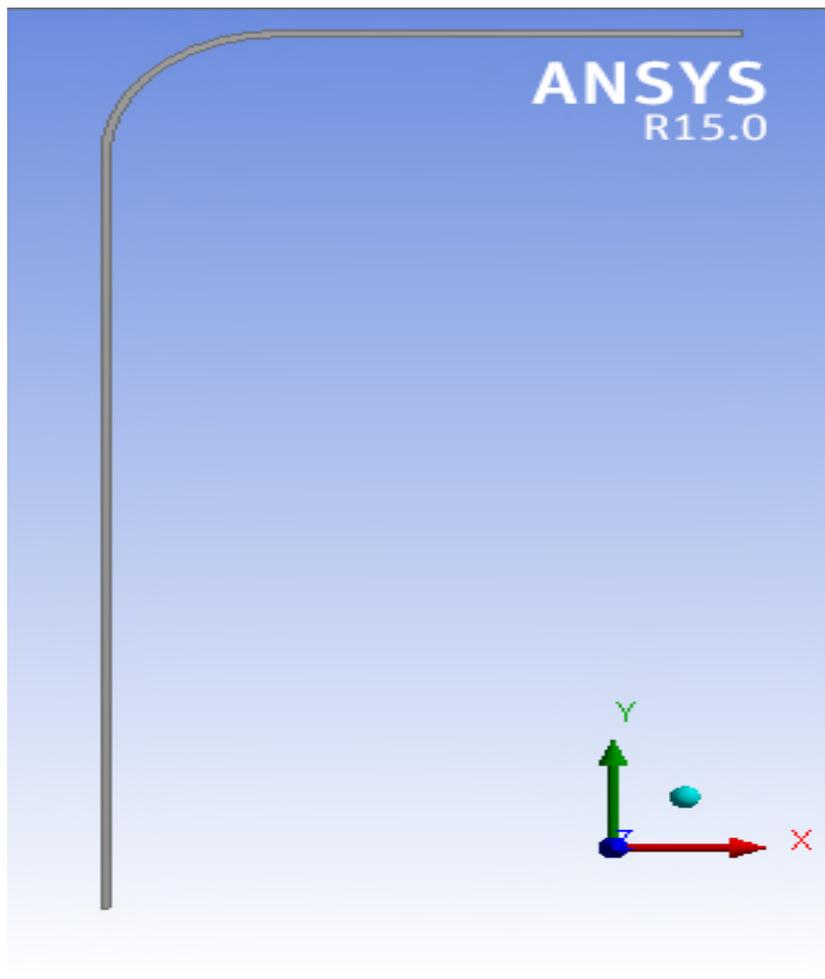


Figure III.1: Présentation de domaine d'écoulement (vue de face).

III.4. Le maillage :

Le maillage est la subdivision de domaine d'étude en sous-domaine appelé volume de contrôle. Il est caractérisé par :

- La dimension des mailles : 2D ou 3D ;
- Le nombre de maille ;
- La distance entre les mailles ;
- La géométrie des mailles : triangulaire et quadrilatérale (2D), tétraédrique et hexaédrique (3D).

Le maillage adopté dans notre cas, est un maillage quadratique composé de 25000 mailles avec une transition progressive.

Le maillage de différente zone de la conduite est représenté dans les figures ci-dessous.

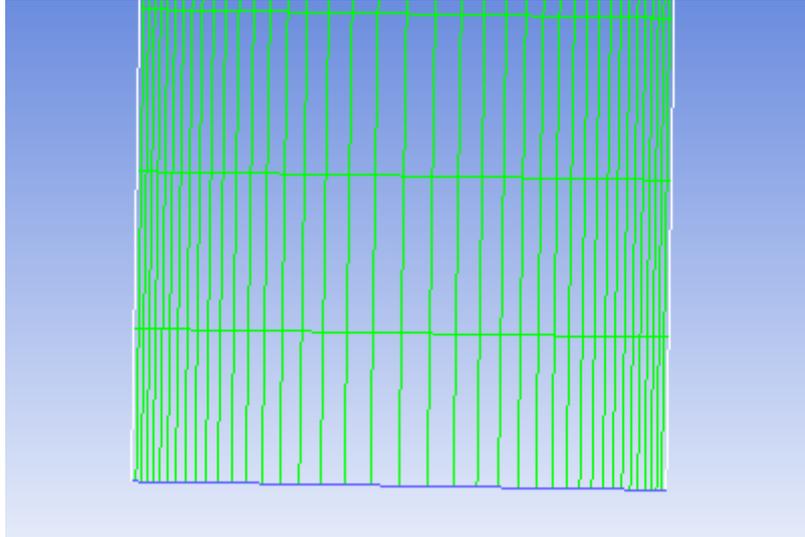


Figure III.2: Maillage de la zone d'entrée.

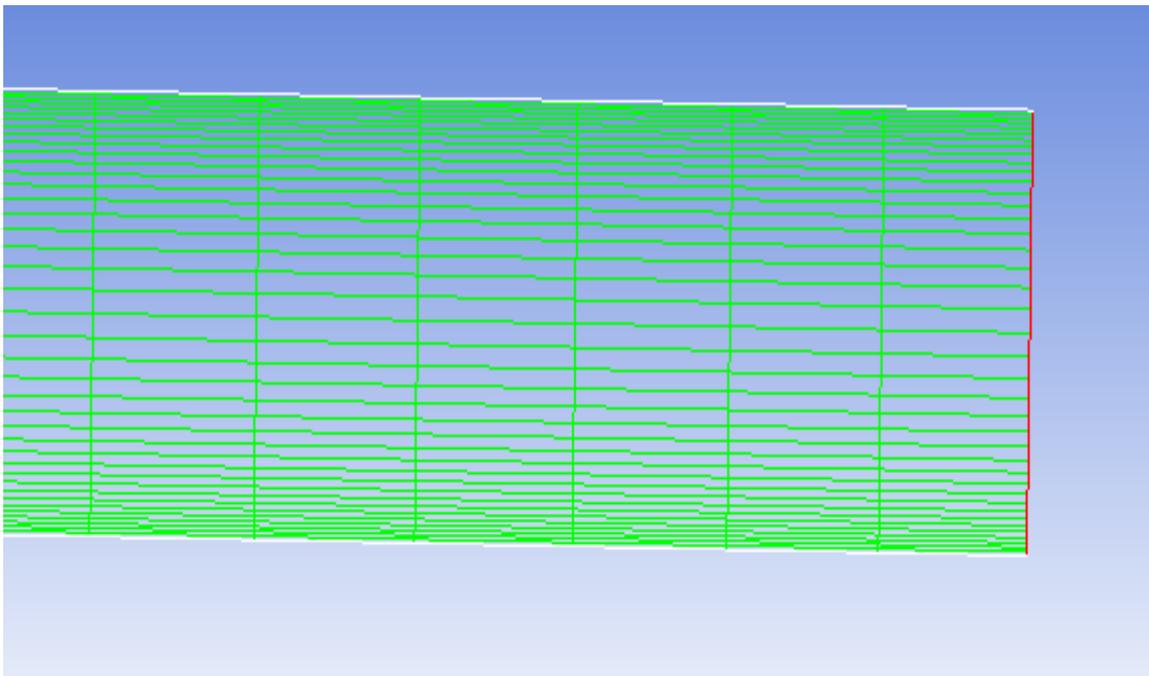


Figure III.3: Maillage de la zone de sortie.

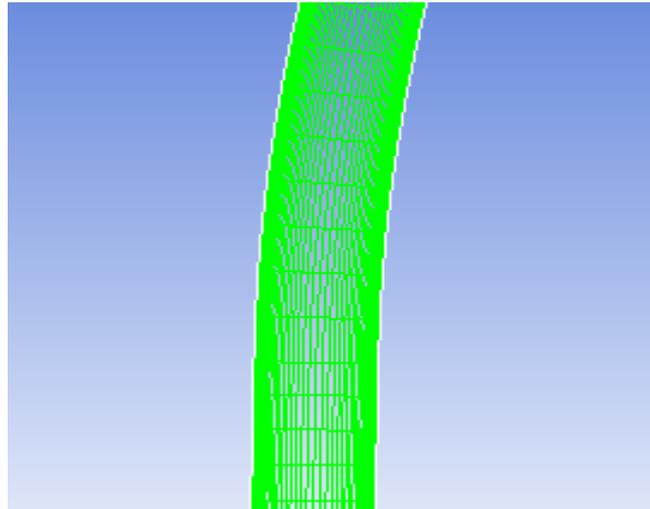


Figure III.4: Maillage de la zone de coude.

III.5. Méthode de résolution :

La méthode de résolution adaptée par ANSYS Fluent est la méthode des volumes finis. C'est une technique de discrétisation, elle est composée de :

1. Division du domaine en volumes de contrôle discrets en utilisant une grille de calcul (maillage) ;
2. Intégration des équations de conservation aux dérivées partielles sur les volumes de contrôle individuels (figure III.5), et les convertir en équations algébriques, ce qui donne une équation discrète des inconnus telles que les vitesses, la pression, la température et conservée scalaires ;
3. La linéarisation des équations discrétisées et la solution du système d'équations linéaires résultant pour donner Les valeurs mises à jour des variables dépendantes.

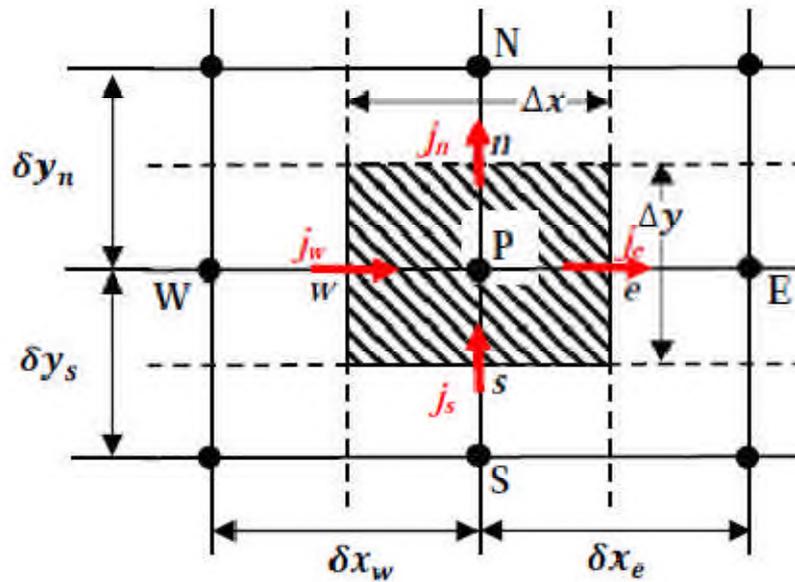


Figure III.5: Volume de contrôle.

Avec :

P : le nœud principale ;

(E, W) et (N, S) présentent respectivement les volumes de contrôle voisins dans les directions x et y ;

(e, w) et (n, s) : les faces de volume de contrôle respectivement dans les direction x et y.

L'équation générale de transport d'une variable Φ s'écrit comme suit :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi)}_1 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \Phi)}_2 = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right]}_3 + \underbrace{S_\Phi}_4 \quad (\text{III. 1})$$

Avec :

1 : représente le terme transitoire ;

2 : transport par convection ;

3 : transport par diffusion ;

4 : terme source de variable Φ ;

Φ : quantité scalaire ;

Γ_Φ : coefficient de diffusion.

L'équation (III.1) s'écrit en coordonnées cartésiennes, bidimensionnelles comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u\Phi) + \frac{\delta}{\delta y}(\rho v\Phi) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial\Phi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial\Phi}{\partial y}\right) + S_{\Phi} \quad (\text{III. 2})$$

Cette équation peut s'écrit en cas stationnaire sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho u\Phi - \Gamma_{\Phi} \frac{\partial\Phi}{\partial x}\right) + \frac{\delta}{\delta y}\left(\rho v\Phi - \Gamma_{\Phi} \frac{\partial\Phi}{\partial y}\right) = S_{\Phi} \quad (\text{III. 3})$$

On pose :

$$\begin{cases} j_x = \left(\rho u\Phi - \Gamma_{\Phi} \frac{\partial\Phi}{\partial x}\right) \\ j_y = \left(\rho v\Phi - \Gamma_{\Phi} \frac{\partial\Phi}{\partial y}\right) \end{cases}$$

Où j_x , j_y sont respectivement les flux totaux (par convection et diffusion) par unité de surface suivant les direction x et y.

L'équation (III.3) devienne :

$$\frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\delta j_y}{\delta y} = S_{\Phi} \quad (\text{III. 4})$$

A. Discrétisation de l'équation de transport :

L'intégrale de l'équation de Φ sur un volume de contrôle est donnée par :

$$\int_s^n \int_w^e \left(\frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\delta j_y}{\delta y}\right) dx dy = \int_s^n \int_w^e S_{\Phi} dx dy \quad (\text{III. 5})$$

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial j_x}{\partial x} dx dy + \int_s^n \int_w^e \frac{\delta j_y}{\delta y} dx dy = \int_s^n \int_w^e S_{\Phi} dx dy \quad (\text{III. 6})$$

$$[(j_x)_e - (j_x)_w] \int_s^n dy + [(j_y)_n - (j_y)_s] \int_w^e dx = \int_s^n \left[\int_w^e S_{\Phi} dx \right] dy \quad (\text{III. 7})$$

$$\Rightarrow (j_x)_e \Delta y - (j_x)_w \Delta y + (j_y)_n \Delta x - (j_y)_s \Delta x = \overline{S_{\Phi}} \Delta x \Delta y \quad (\text{III. 8})$$

Avec ;

$\overline{S_{\Phi}}$: la valeur moyenne du terme source sur le volume de contrôle, qui est linéarisé de façon à forcer la convergence, de sorte que:

$$\overline{S_{\Phi}} = S_c + S_p \Phi_p \quad (\text{III. 9})$$

Où ;

S_c est la partie constante qui ne dépend pas explicitement de S_p ;

S_p est la pente de Φ_p .

Il est nécessaire que le coefficient S_p soit inférieur à zéro pour que la solution soit numériquement stable et que la convergence soit plus rapide.

Si on pose :

$$\begin{cases} j_e = (j_x)_e \Delta y \\ j_w = (j_x)_w \Delta y \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} j_n = (j_y)_n \Delta x \\ j_s = (j_y)_s \Delta x \end{cases}$$

L'équation (III.8) s'écrit comme suit :

$$j_e - j_w + j_n - j_s = \overline{S_\Phi} = S_c + S_p \Phi_p \quad (\text{III. 10})$$

Avec;

j_e, j_w, j_n, j_s sont les flux totaux intégrés sur chaque face de volume de contrôle, ils sont composés de deux parties : flux convectif et diffusif.

$$j_e = \left(\rho u \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_e \Delta y \quad (\text{III. 11})$$

$$j_w = \left(\rho u \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_w \Delta y \quad (\text{III. 12})$$

$$j_n = \left(\rho u \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_n \Delta x \quad (\text{III. 13})$$

$$j_s = \left(\rho u \Phi - \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_s \Delta x \quad (\text{III. 14})$$

B. Les schémas de discrétisation :

ANSYS Fluent dispose de plusieurs schémas de discrétisation pour les termes convectifs, on distingue :

1. Schéma de discrétisation Upwind premier ordre ;
2. Schéma de loi de puissance (Power-law) ;
3. Schéma Upwind deuxième ordre ;

Un schéma de premier ordre donne une meilleur convergence que le schéma de deuxième ordre, mais il donne des résultats moins précis, en particulier sur le maillage

triangulaire/tétraédrique. Pour des maillages quadratiques/hexaédriques, les meilleurs résultats sont obtenus en utilisant le schéma Upwind de deuxième ordre.

Pour le schéma de loi de puissance, il donne la même précision que le schéma de premier ordre.

Il existe d'autres schémas de discrétisation, tels que :

- Le schéma QUICK (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinetics), ce schéma ne fournit pas des améliorations significatives en termes de précision ;
- Le schéma de troisième ordre MUSCL, il est applicable pour tout les types de maillage, et fournit une meilleure précision pour les écoulements rotationnels ou tourbillonnaires ;
- Le schéma de discrétisation central de différenciation, ce modèle de turbulence LES. Ce schéma offre une meilleure précision pour le modèle de turbulence LES [6].

Pour notre cas, on opte pour le schéma Upwind de deuxième ordre pour les équations de mouvement et de pression, et le schéma Upwind premier ordre pour les équations de dissipation (ϵ) et cinétique (K), et pour le calcul de gradient, on va utiliser la méthode de Least Squares Cell-Based.

L'équation de transport scalaire discrétisé contient la variable scalaire inconnue au centre de la cellule, ainsi que des valeurs inconnues dans des cellules voisines environnantes. Cette équation sera, en générale, être non-linéaire par rapport à ces variables. Une forme linéarisée de l'équation peut s'écrire :

$$a_p \Phi = \sum_i a_i \Phi_i + b \quad (\text{III. 15})$$

Où ;

i (E, W, N, S): indice se réfère à des cellules voisines ;

a_p, a_i sont les coefficients linéarisés pour Φ et Φ_i .

b : nombre qui dépend de terme source des cellules voisines.

Le nombre de voisins de chaque cellule dépend de la topologie du maillage, mais sera généralement égale au nombre de faces entourant la cellule (cellules limites étant l'exception).

Finalement, l'équation de discrétisation spatiale s'écrit comme suit :

$$a_p \Phi_p = a_E \Phi_E + a_W \Phi_W + a_N \Phi_N + a_S \Phi_S + b \quad (\text{III. 16})$$

C. Discrétisation du terme transitoire :

Pour la discrétisation transitoires, les équations doivent être discrétisées dans l'espace et le temps. La discrétisation temporelle implique l'intégration de chaque terme dans les équations différentielles sur un pas de temps Δt . L'intégration de terme transitoire est donné par :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = F(\Phi) \quad (\text{III. 17})$$

Où ;

$F(\Phi)$ représente la fonction incorpore toute discrétisation spatiale.

- Si la dérivée dans le temps est discrétisé en utilisant différences en arrière, la discrétisation temporelle de premier ordre est donnée par :

$$\frac{\Phi^{n+1} - \Phi^n}{\Delta t} = F(\Phi) \quad (\text{III. 18})$$

- La discrétisation de deuxième ordre s'exprime par :

$$\frac{3\Phi^{n+1} - 4\Phi^n + \Phi^{n-1}}{2\Delta t} = F(\Phi) \quad (\text{III. 19})$$

Avec :

n : valeur au niveau de temps actuelle t ;

$n+1$: valeur au niveau de prochaine temps $t+\Delta t$;

$n-1$: valeur au niveau de temps précédent $t- \Delta t$.

Intégration en temps implicite :

C'est une méthode consiste à évaluer $F(\Phi)$ au niveau de pas de temps.

$$\frac{\Phi^{n+1} - \Phi^n}{\Delta t} = F(\Phi^{n+1}) \quad (\text{III. 20})$$

L'intégration en temps implicite est l'intégration depuis Φ^{n+1} dans une cellule donnée est liée à Φ^{n+1} dans les cellules voisines à travers $F(\Phi^{n+1})$, elle s'exprime comme suit :

$$\Phi^{n+1} = \Phi^n + \Delta t F(\Phi^{n+1}) \quad (\text{III. 21})$$

Cette équation peut être résolue de manière itérative à chaque niveau de temps avant de passer à la prochaine étape. L'avantage du système totalement implicite est qu'il est inconditionnellement stable par rapport au pas de temps [5].

D. Discrétisation de l'équation de mouvement de la particule [5]:

Les équations de trajectoire sont résolues par intégration dans le temps, en donnant la vitesse de chaque point tout le long de trajectoire. L'équation de mouvement s'écrit sous la forme générale suivante :

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{1}{\tau_p} (u - u_p) + a \quad (\text{III. 22})$$

Où ;

a : représente les accélérations dues aux autres forces, sauf la force de trainée.

Pour résoudre cette équation, ANSYS Fluent propose plusieurs schémas de discrétisation, on distingue :

1. schéma de discrétisation analytique ;
2. schéma de discrétisation numérique implicite et trapézoïdale ;
3. schéma de discrétisation de Runge-Kutta.

Dans notre cas, on opte pour un schéma numérique en utilisant la méthode d'Euler implicite.

En appliquant cette méthode, l'équation de mouvement après discrétisation s'écrit sous la forme :

$$u_p^{n+1} = \frac{u_p^n + \Delta t \left(a + \frac{u_p^n}{\tau_p} \right)}{1 + \frac{\Delta t}{\tau_p}} \quad (\text{III. 23})$$

Avec :

u^n, u_p^n : sont respectivement la vitesse de fluide et de la particule à l'ancien emplacement n ;

u_p^{n+1} : la vitesse de la particule au nouvel emplacement n+1.

Le nouvel emplacement de particules (x_p^{n+1}) dans le cas d'un schéma d'Euler implicite est obtenu par une discrétisation trapézoïdale, elle s'exprime par :

$$x_p^{n+1} = x_p^n + \frac{1}{2} \Delta t (u_p^n + u_p^{n+1}) \quad (\text{III. 24})$$

III.6. Les conditions aux limites de fluide [6]:

Pour le code Fluent, les types disponibles des conditions aux limites sont classés comme suite:

a . Conditions d'entrée et de sortie de l'écoulement :

- Pression d'entrée (pressure inlet) ;
- Vitesse de l'entrée (velocity inlet) ;
- Débit massique à l'entrée (mass flow inlet) ;
- Admission (intake-fan) ;
- Pression de sortie (pressure outlet) ;
- Sortie (outflow) ;
- Champ de pression lointain (pressure far-field) ;
- Échappement (exhaust-fan).

b . Mur et conditions du pole :

- Mur (wall) ;
- Axe de symétrie (axis) ;
- Plan de symétrie (symétrie).

c . Cellules des zones internes :

- Fluide ;
- Solide.

d . Condition des faces internes :

- Ventilation ;
- Radiation ;
- mur intérieur.

Les conditions initiales imposées dans notre cas sont présentées dans le tableau ci-après.

Tableau III.1 : les conditions à l'entrée et à la sortie de la conduite pour le fluide.

Condition	Entrée	Sortie
Pression	4 bar	1 bar
Température	60 °C	//

Le fluide utilisé dans cette simulation est le propylène, qui a la formule chimique C_3H_6 , avec une viscosité de $8.7 \cdot 10^{-6}$ (kg/m.s).

III.7. Les conditions aux limites des particules [5] :

ANSYS Fluent propose plusieurs conditions aux limites lorsque les particules atteignent une limite physique, dont on cite :

1. TRAP: Les calculs de trajectoire sont terminés quand les particules atteignent les parois.
2. REFLECT: La particule rebondit hors de la limite en question avec un changement dans son quantité de mouvement.
3. ESCAPE : Les particules sont signalées comme ayant «échappé» quand elles rencontrent la limite en question.

Dans notre cas, on va utiliser la condition REFLECT au niveau des parois, et la condition ESCAPE au niveau d'entrée et de sortie.

Les particules injectées est de polypropylène et sphérique, les conditions initiales imposées sont présentées dans le tableau suivant.

Tableau III.2: les conditions initiales utilisées pour le calcul de trajectoire des particules.

Conditions	Valeurs
La vitesse à l'entrée	0 m/s
Le diamètre de particule	0.001m
Diamètre de distribution	Uniforme
Type d'injection	Sur toute la surface
Densité	800 kg/m ³

III.8. Critère de convergence

La convergence est calculée et mémorisée par la somme des résidus pour chacune des variables conservative à la fin de chaque itération, ces résidus tendent à zéro lorsque la solution converge.

Le résidu est calculé sous ANSYS Fluent par la relation suivante :

$$R^\Phi = \sum_{\text{domaine } p} \left| \sum_i a_i \Phi_i + b - a_p \Phi_p \right| / \sum_{\text{domaine } p} |a_p \Phi_p| \quad (\text{III. 25})$$

III.9. Sous-relaxation :

Il est important de contrôler le changement de variable Φ lors de la résolution d'un système d'équations non linéaire, ce changement doit être réduit durant chaque itération en utilisant la sous-relaxation. La nouvelle valeur de Φ pour une cellule définie dépend de la valeur ancienne Φ_{old} , le changement de Φ est noté $\Delta\Phi$ et α est le facteur de sous relaxation, ils peuvent s'écrire sous la forme suivante [7] :

$$\Phi = \Phi_{old} + \alpha \Delta\Phi \quad (\text{III. 26})$$

Où ; α varie entre 0 et 1.

III.10. Conclusion :

Nous avons présenté à travers ce chapitre, le code de calcul ANSYS Fluent et les différentes étapes pour la réalisation d'une simulation, la méthode des volumes finis et les étapes de transformation qui consiste à convertir les équations de transport en équations algébriques, ainsi que les schémas de discrétisation. Nous avons exposé également les différents types de condition aux limites offert ce code de calcul.

Introduction :

Ce dernier chapitre est destiné aux discussions des résultats issus de la simulation numérique. En premier lieu, on va présenter les résultats de la simulation monophasique à vanne complètement ouverte, en suite à vanne fermée, ces résultats seront discutés. Dans la deuxième partie, on va présenter les résultats issus de la simulation de la phase diphasique.

Les profils de vitesse, de pression et de température sont représentés tout au long de la conduite sur des différentes sections.

1. au niveau de la conduite verticale :

- Entrée : section à l'entrée de la conduite ;
- s2: section à 2m de l'entrée;
- s4: section à 4m de l'entrée;
- entrée-vanne: section à 4.8m de l'entrée;
- sortie-vanne: section à 5m de l'entrée;
- s6: section à 6m de l'entrée de la conduite;
- s7: section à 7m de l'entrée ;
- s8: section à 8m de l'entrée.

2. au niveau de coude :

- entrée-coude: section à 9.2m de l'entrée;
- sortie-coude: section à 4m de la sortie;
- c1: section à 7° de l'entrée de coude ;
- c2: section à 15° de l'entrée de coude ;
- c3: section à 20° de l'entrée de coude ;
- c4: section à 30° de l'entrée de coude.

3. au niveau de la conduite horizontale :

- Sortie: section à la sortie de la conduit horizontale;
- h1: section à 3.5m de la sortie de la conduite;
- h2: section à 2.5m de la sortie de la conduite;
- h3: section à 1.5m de la sortie de la conduite;
- h4: section à 0.5m de la sortie de la conduite.

IV.1. Simulation monophasique :

IV.1.1. Simulation à vanne ouverte :

On considère que la vanne est complètement ouverte, les résultats obtenus sont présentés dans les figures ci-après.

IV.1.1.1. Evolution de la vitesse :

D'après l'analyse des résultats obtenus par le logiciel, on a constaté que la vitesse de fluide est nulle sur les parois par adhérence de fluide visqueux.

- Variation de vitesse dans la conduite :

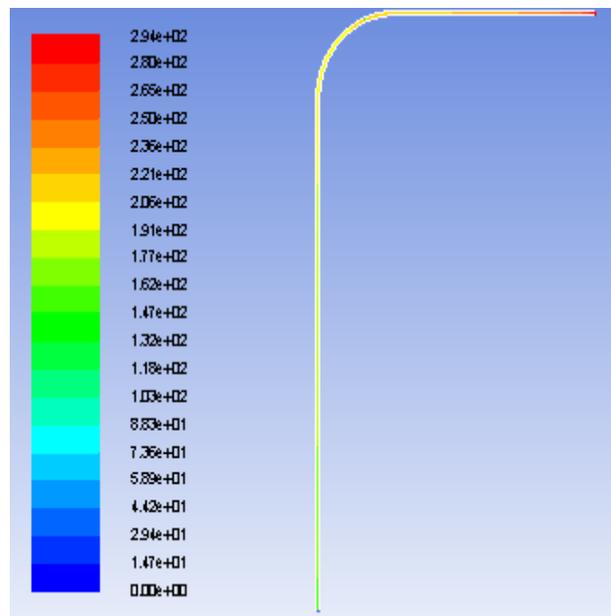


Figure IV.1: Champ de vitesse le long de la conduite.

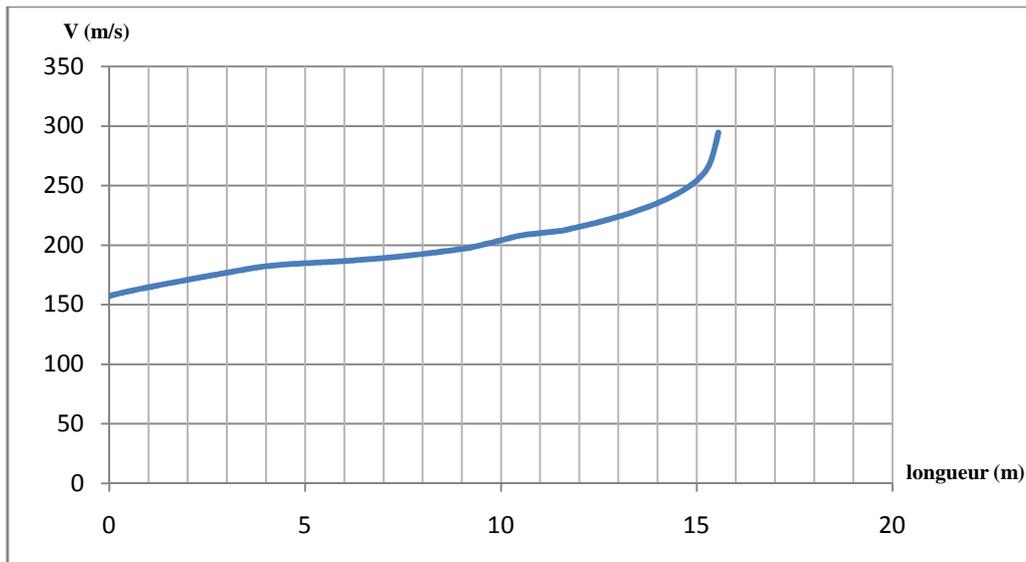


Figure IV.2: Profils de vitesse tout le long de la conduite.

Les figures (IV.1) et (IV.2) représentent la variation de la vitesse dans la conduite, elle augmente d'une manière progressive tout le long de la conduite et elle s'accélère à la sortie de cette dernière. La vitesse atteint une valeur maximale de 294.4m/s à la sortie, cette grande vitesse est due à la faible pression au niveau de cette zone (1bar).

➤ Variation de vitesse dans la conduite verticale :

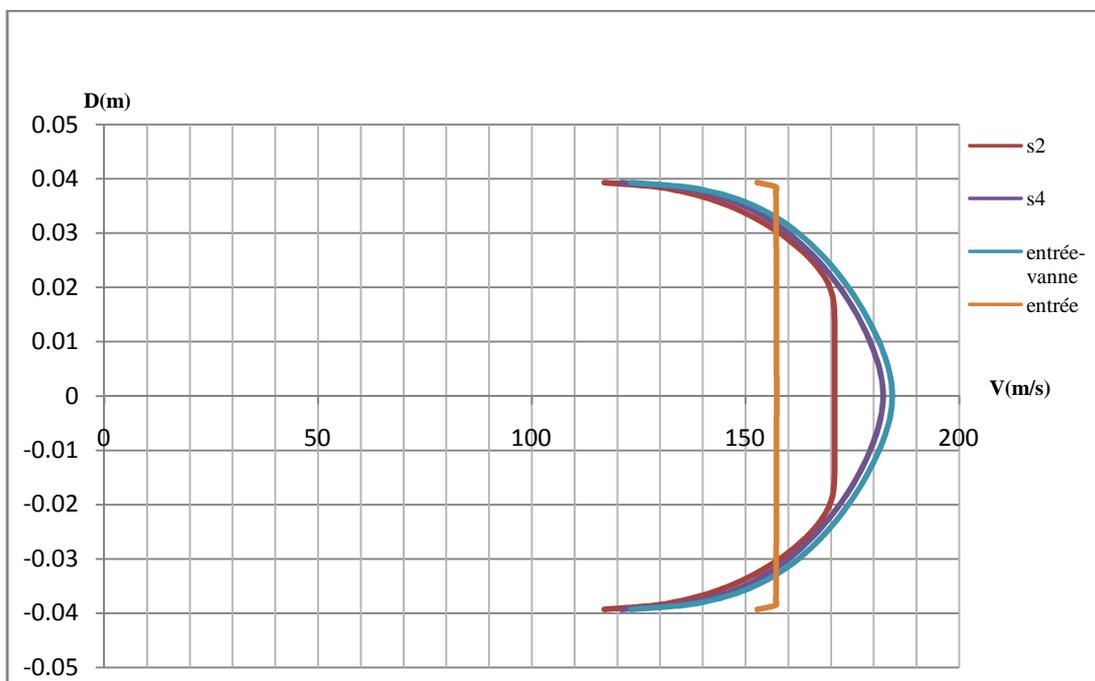


Figure IV.3: Profils de vitesse à l'entrée de la conduite verticale.

On remarque que la vitesse augmente progressivement de l'entrée jusqu'à 4m. A l'entrée, le profil de vitesse tend à prendre la forme d'un écoulement uniforme, puis au niveau de la

section s2, il a tendance à avoir une forme parabolique, et cela à cause des frottements avec les parois ce qui engendre des pertes de charge, on se trouve donc dans le régime transitoire.

Au niveau des sections s4 et entrée-vanne, la vitesse est faible près des parois et maximale au centre de la conduite et elle varie de manière parabolique, ce que se signifie que l'écoulement est développé.

Par la suite, l'écoulement reste développé tout le long de la conduite verticale jusqu'à l'entrée de coude, en accélérant progressivement, ce que nous montre la figure (IV.4).

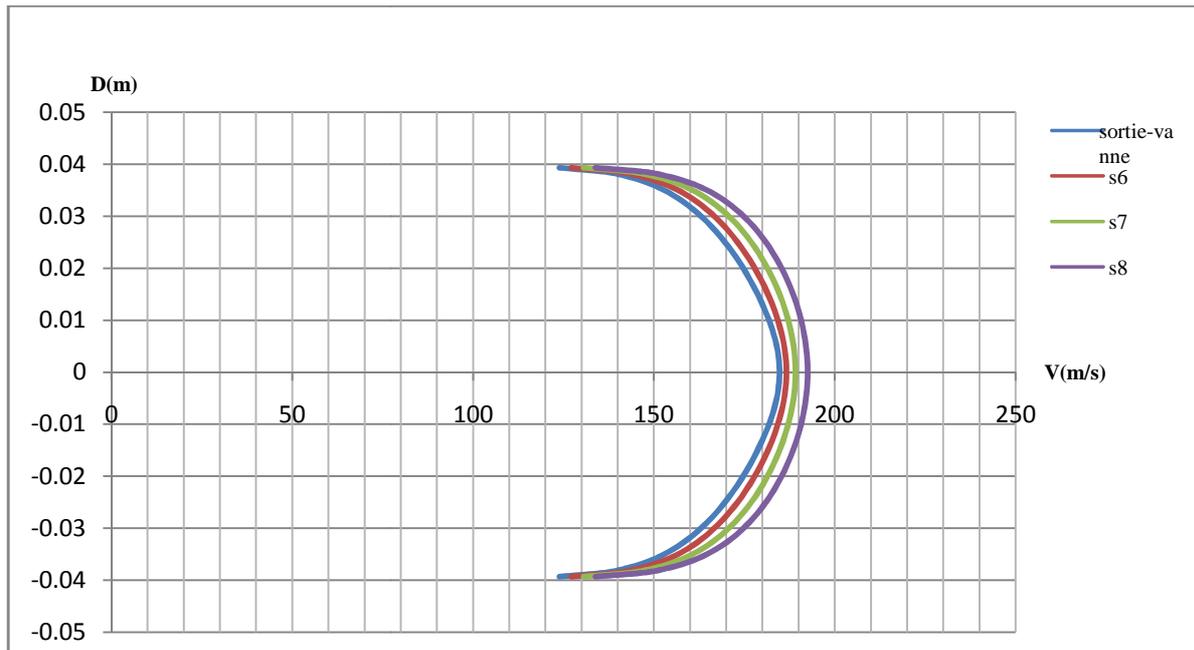


Figure IV.4: Profils de vitesse au milieu de la conduite verticale.

➤ Variation de vitesse dans le coude :

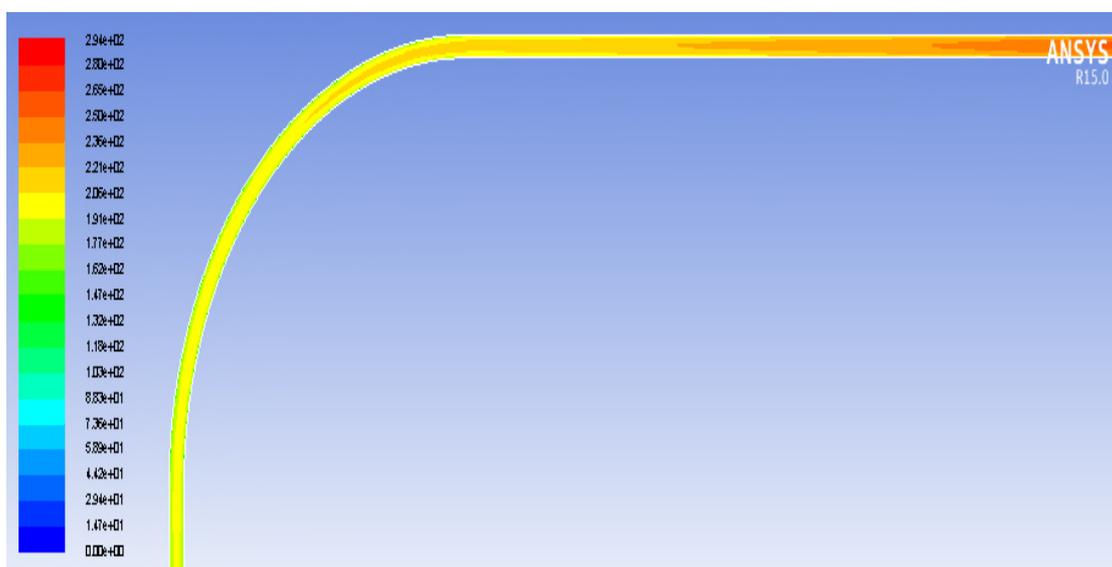


Figure IV.5: Représentation de champ de vitesse au niveau de coude.

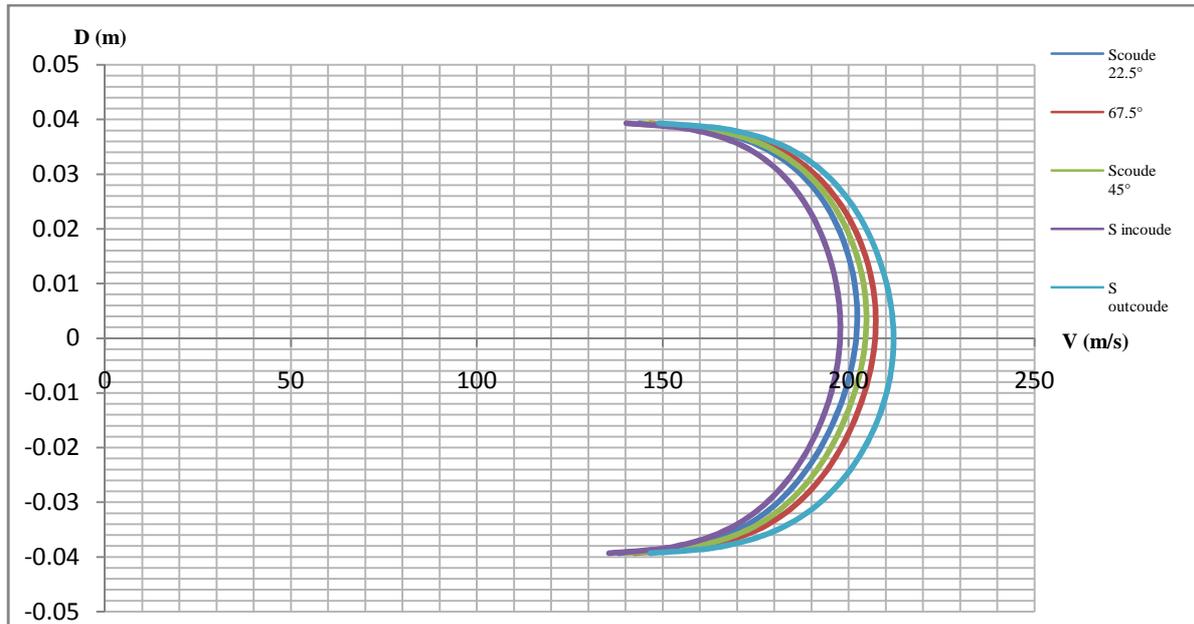


Figure IV.6: Profils de vitesse dans le coude.

Les figures (IV.5) et (IV.6) nous laisse voir l'influence de coude sur l'écoulement, où on remarque que les profils de vitesse ont une tendance à courber vers l'intérieur de coude à cause des perturbations générées par le changement de direction. Après le coude, on voit que les profils retrouvent leur symétrie par rapport à l'axe de la conduite.

➤ Variation de vitesse dans la conduite horizontale :

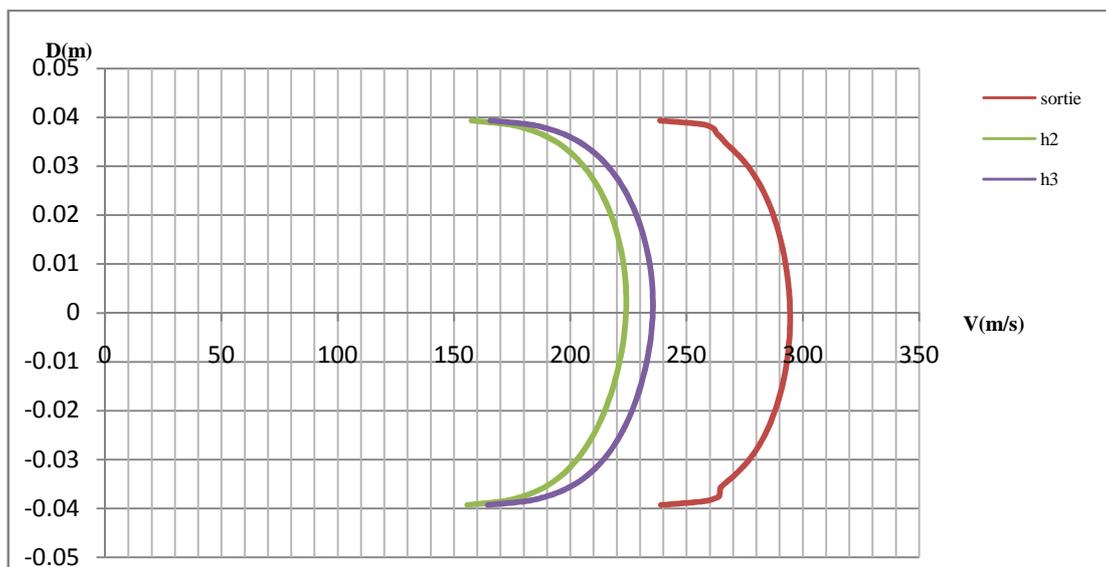


Figure IV.7: Profils de vitesse dans la conduite horizontale.

IV.1.1.2. évolution de Pression :

- Variation de pression dans la conduite :

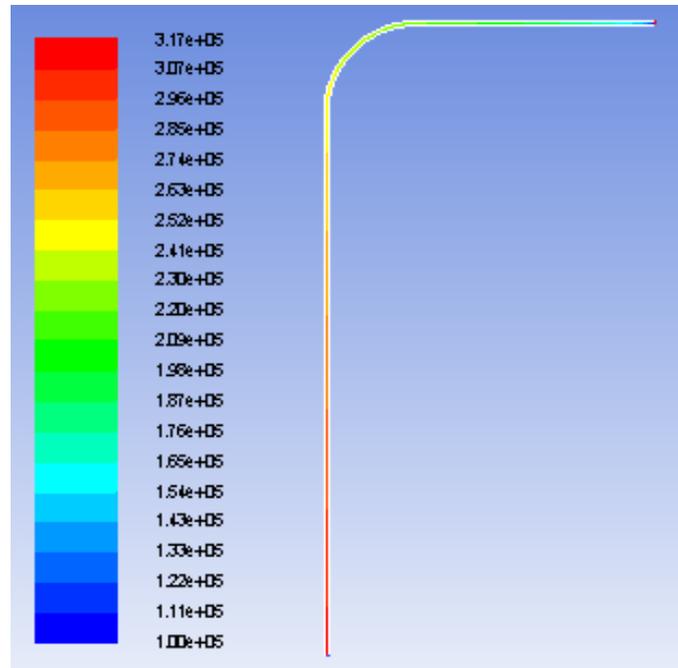


Figure IV.8: Représentation de champ de pression.

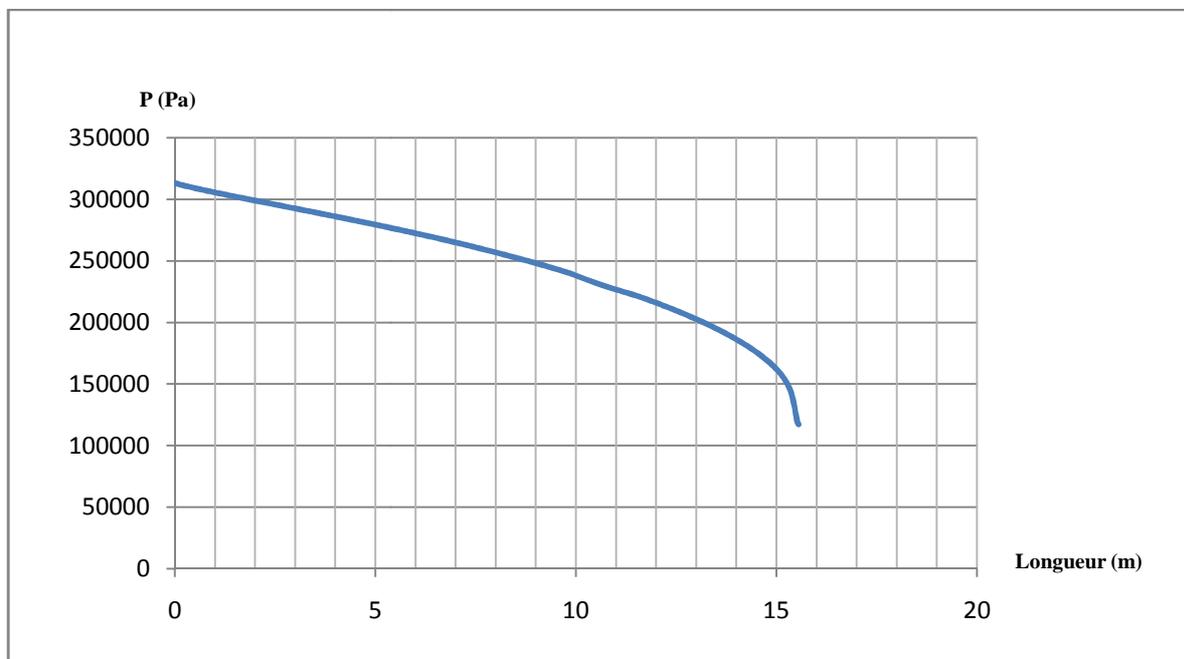


Figure IV.9: Profils de pression le long de la conduite.

Les deux figures (IV.8) et (IV.9) nous laisse voir la variation de la pression le long de la conduite, la figure (IV.9) plus précisément démontre que la pression diminue linéairement sur

une longueur de 9 m, on remarque au niveau de coude une augmentation de la pente de la courbe due à la courbure de la conduite, puis elle diminue brusquement à la sortie, ce qui est due à la pression en aval qui est la pression atmosphérique.

➤ Variation de pression dans le coude :

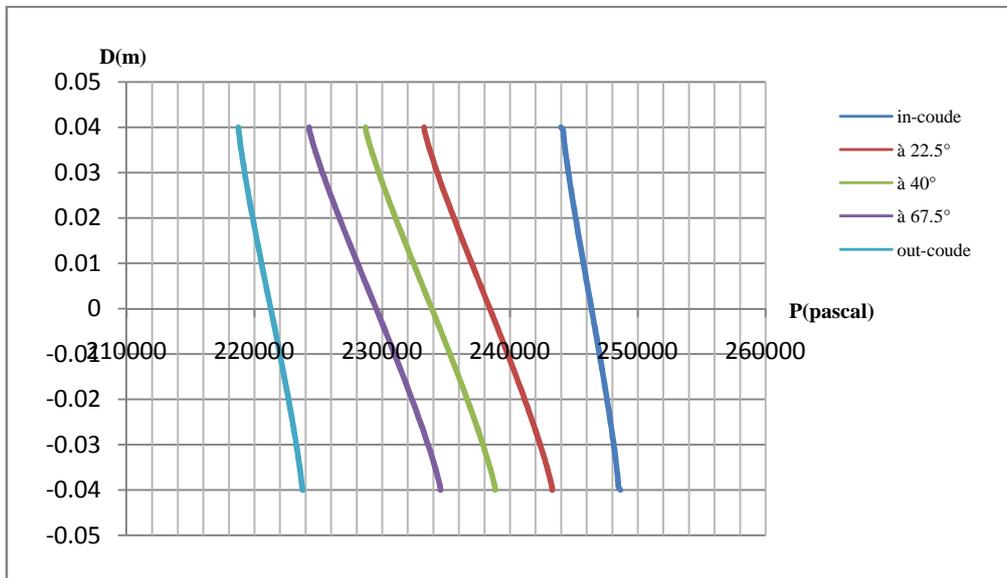


Figure IV.10: Profils de pression au niveau de coude.

Sur la figure (IV.10), on voit des perturbations des profils de pression qui ne sont plus uniforme, ce que s'explique par les profils de vitesse qui ont une tendance à pencher vers l'intrados de coude, ce qui engendre une augmentation de la pression à l'extrados de coude, ce que le rend vulnérable pour des fortes pressions, et la création d'une dépression vers l'intérieur de coude qui augment jusqu'au centre (augmentation d'inclinaison des profils), puis elle diminue jusqu'à la sortie de courbe.

IV.1.1.3. évolution de température :

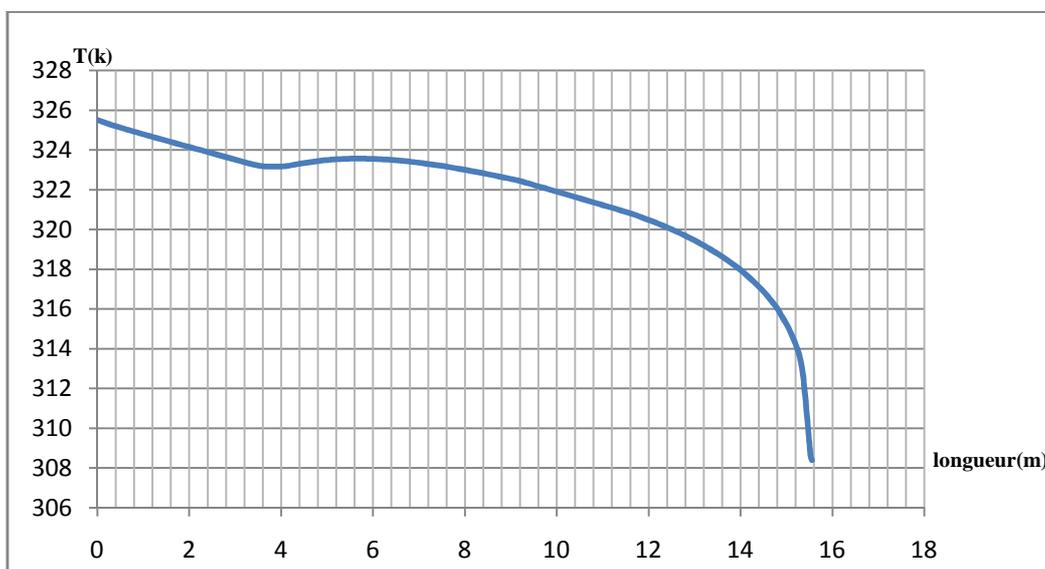


Figure IV.11: Profils de température le long de la conduite.

Le profil de température varie de la même façon que celui de la pression, parce qu'elles sont liées entre elles par la formule du gaz parfait.

IV.1.2. Simulation monophasique à vanne fermée:

Dans le cas réel, la vanne joue le rôle de bloqué complètement l'écoulement, mais la modélisation exacte de ce phénomène est délicate et nécessite une maîtrise très avancée de logiciel et un temps considérable, la chose que nous ne disposant pas. C'est pour cette raison que nous avons opté pour introduire la vanne mathématiquement dans les équations de Navier-Stokes sous forme d'un terme puits qui freine l'écoulement mais pas complètement pour éviter des difficultés de divergence. Les résultats obtenus sont représentés dans ce qui suit.

L'ouverture et la fermeture de la vanne se fait sur trois paliers d'une façon linéaire :

[0 ; 1s] : la vanne s'ouvre progressivement ;

[1 ; 6s] : la vanne est complètement ouverte ;

[6 ; 7s] : la vanne se ferme linéairement ;

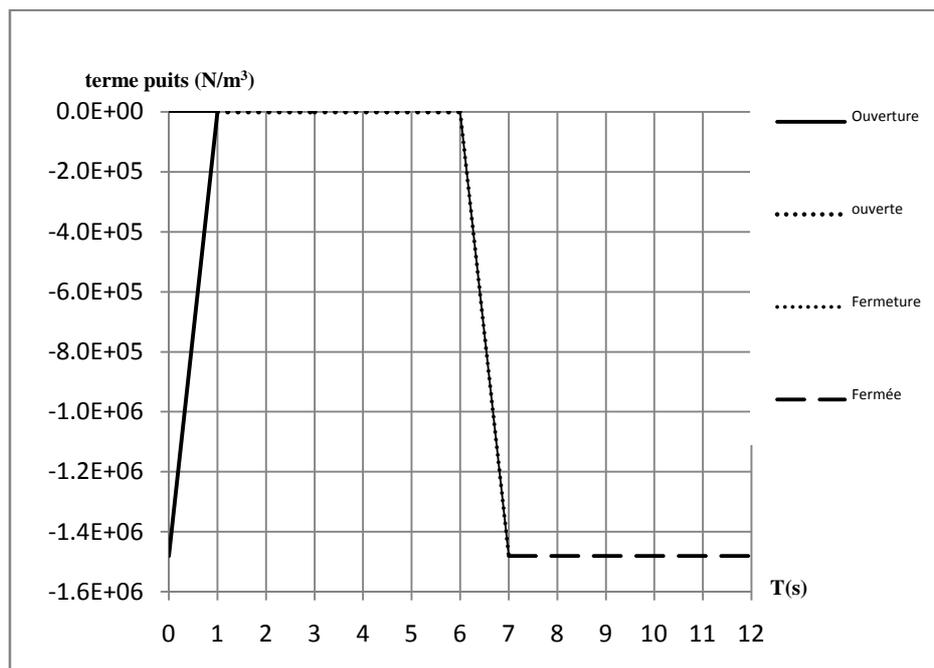


Figure IV12: Processus d'ouverture et fermeture de la vanne.

➤ Profil et champ de vitesse le long de la conduite :

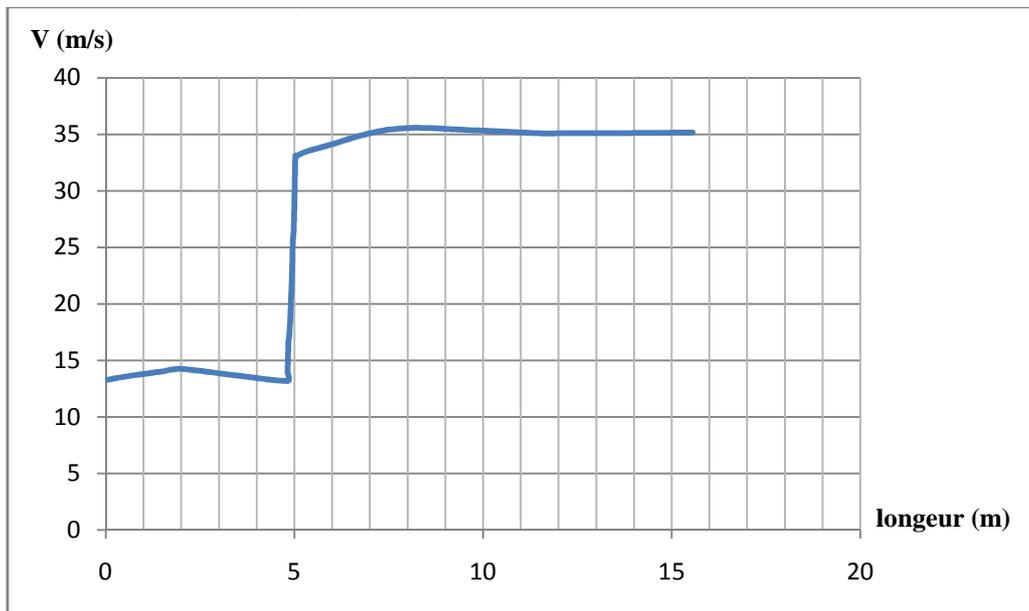


Figure IV.13: Profil de vitesse le long de la conduite.

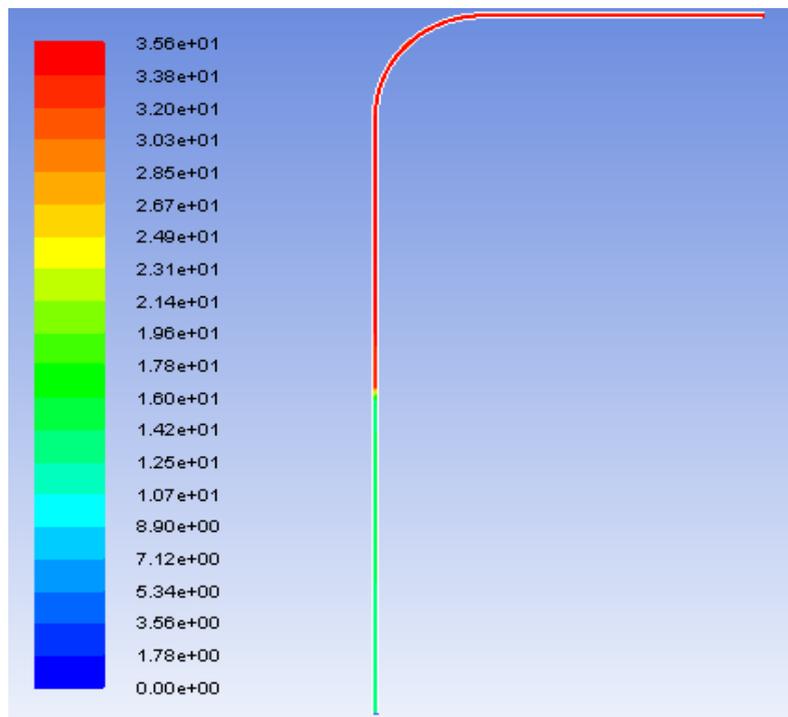


Figure IV.14: Champ de vitesse dans la conduite.

D'après les figures ci-dessus, la vitesse est faible à l'entrée de la conduite, puis elle augmente brusquement après la vanne et elle reste constante jusqu'à la sortie de la conduite.

- Variation de vitesse au voisinage de la vanne :

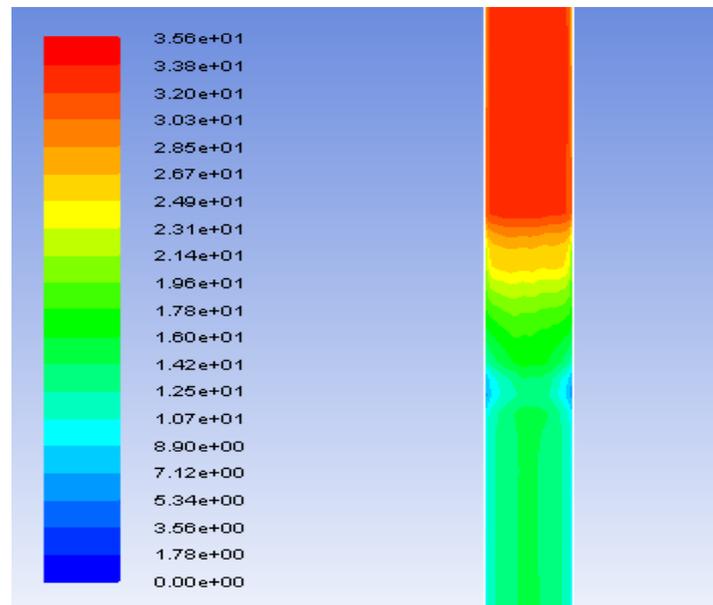


Figure IV.15: Champ de vitesse à vanne fermée au voisinage de la vanne.

Cette figure nous montre comment varie la vitesse à l'entourage de la vanne une fois elle est complètement fermée. Avant la vanne, la vitesse est faible jusqu'à atteindre une valeur minimale au niveau de la vanne (12.5 m/s au centre et 0 m/s au près des parois). Après la vanne, la vitesse augmente progressivement.

- Variation de pression dans la conduite :

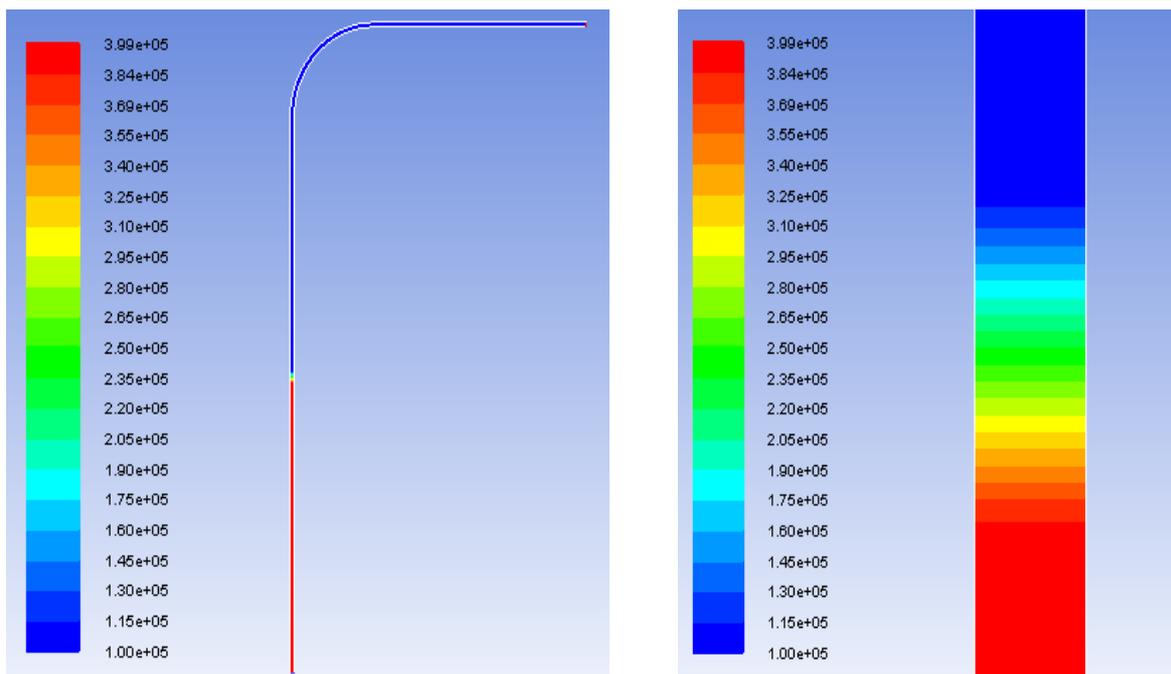


Figure IV.16 : Champ de pression le long de la conduite.

Figure IV.17: Champ de pression au niveau de la vanne.

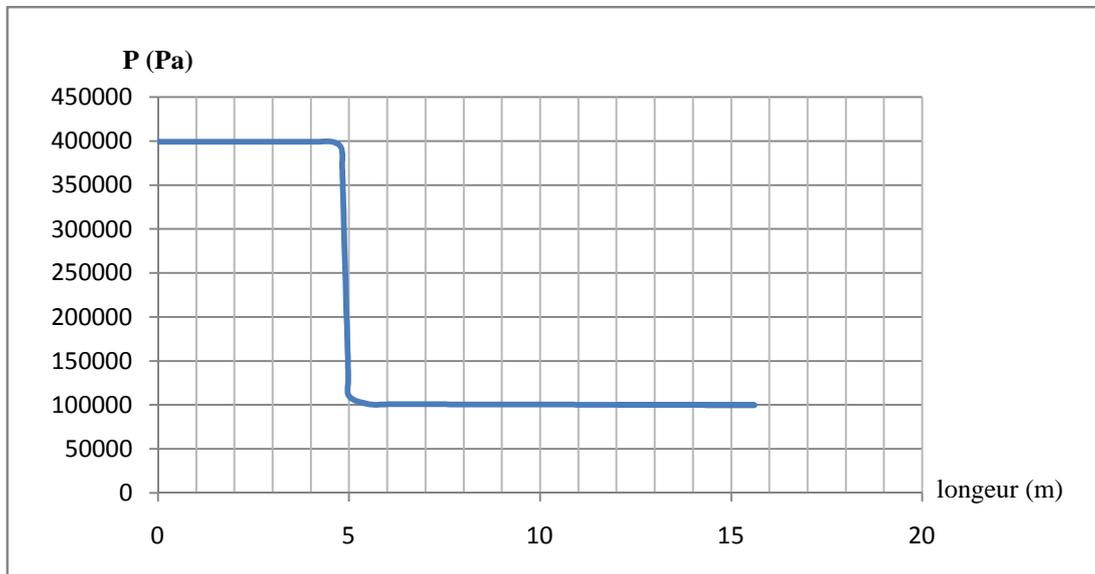


Figure IV.18: Profil de pression le long de la conduite.

La figure (IV.18) montre l'évolution de pression dans la conduite à vanne fermée, la pression reste constante dans la zone avant la vanne (sur un tronçon de 4.8m), elle est de 4 bar. Après la vanne, la pression est égale à la condition imposée à la sortie de la conduite qui est égale à la pression atmosphérique (1bar).

IV.2. Simulation de l'écoulement diphasique:

IV.2.1. Simulation de l'écoulement avec un faible taux de chargement :

Dans cette simulation, on a utilisé un taux de chargement de 0.0167 kg/s, en effectuant des injections de 40 particules chaque 0.001s, uniformément sur tout le diamètre de la conduite ($D=80\text{mm}$) sachant que la masse de la particule est $m_p=0.1866 \cdot 10^{-7}$ kg, et la température de fluide à l'entrée est $T=333$ K. Les résultats obtenus sont représentés dans les figures ci-après.

IV.2.1.1. Phase continue :

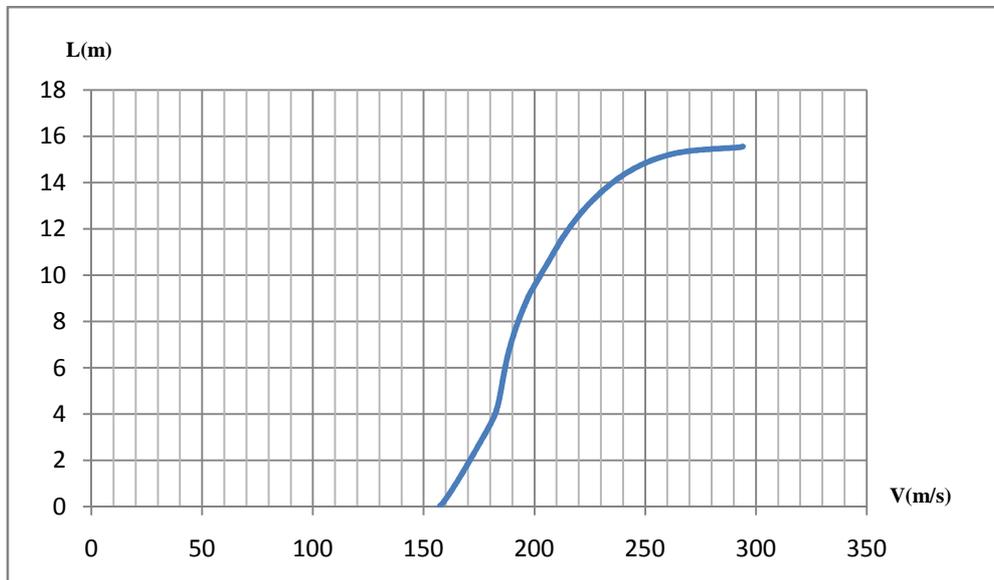


Figure IV.19: Profil de vitesse le long de la conduite.

Sur la figure (IV.19), on trouve la même variation que le champ fluide dans la simulation monophasique, d'où les particules ne modifient pas trop les profils de vitesse de fluide.

IV.2.1.2. Phase discrète :

- Influence de la vanne sur la concentration des particules :

On remarque que la concentration des particules diminue au fur et à mesure que la vanne s'ouvre, en laissant un nombre important de particules de transiter. La perturbation des profils est due au faible nombre de particules injectées.

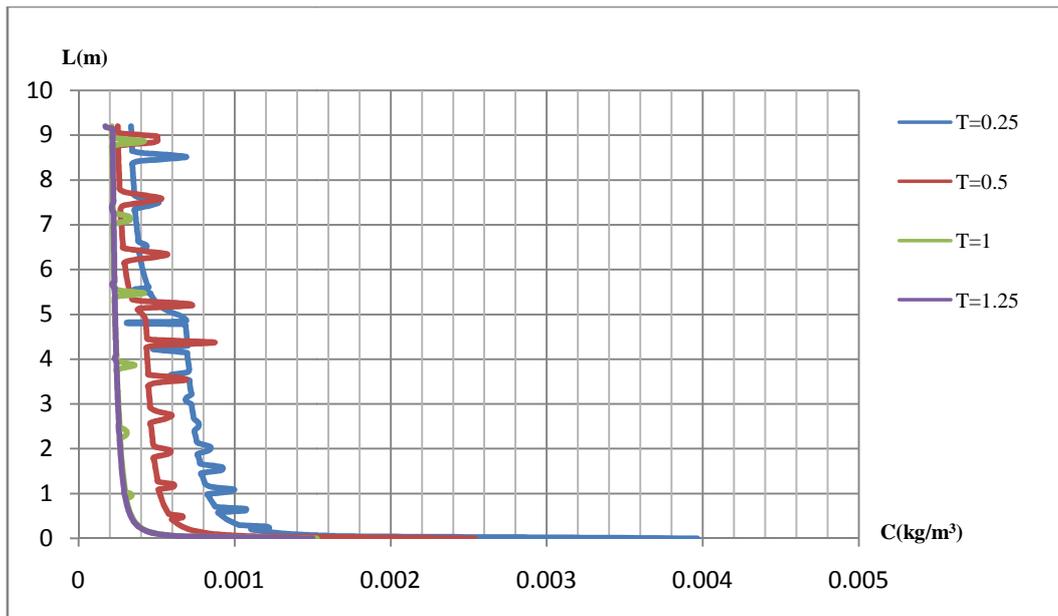


Figure IV.20: Profils de concentration dans la conduite verticale.

➤ Localisation des particules colorées par leurs vitesses :

1. A l'entrée de la conduite verticale :

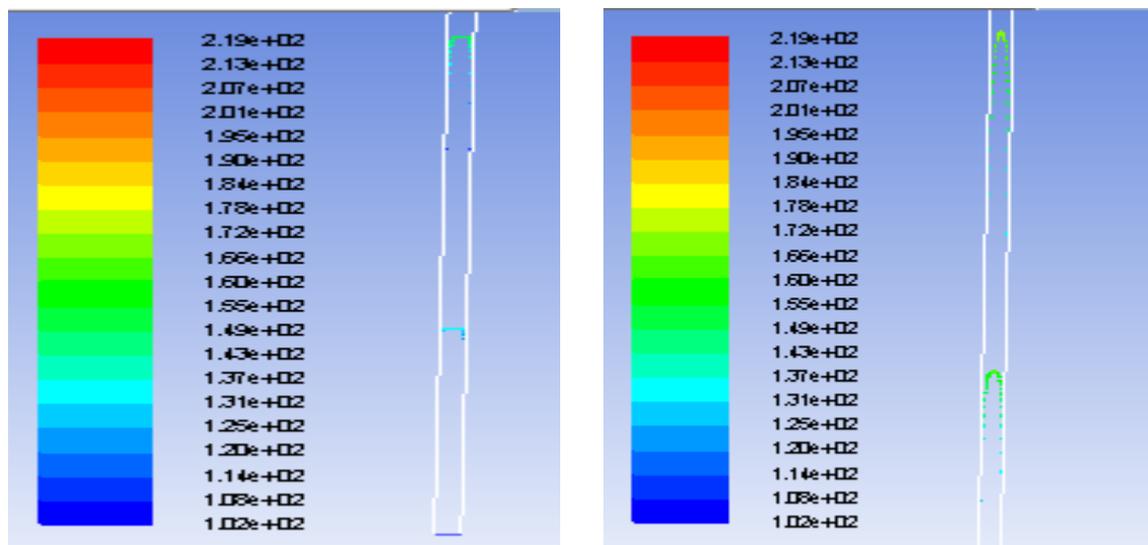


Figure IV.21: Localisation des particules dans la conduite verticale.

2. au niveau de coude et la conduite horizontale :

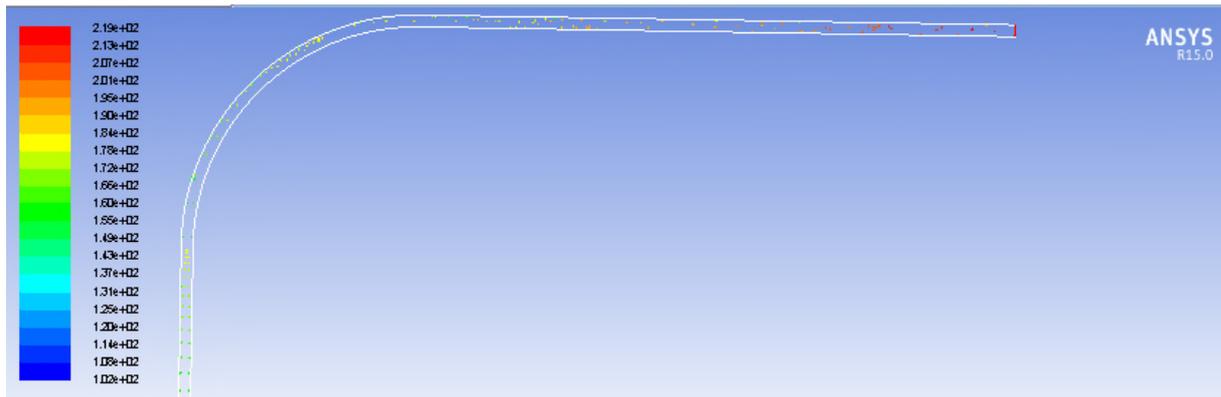


Figure IV.22: Localisation des particules dans le coude et la conduite horizontale.

D'après les figures ci-dessus, on remarque que les particules sont trop dispersées, et ne permet pas d'étudier le phénomène dans sa globalité, le pas de temps entre les injections est important, il ya beaucoup d'espace entre les particules et cela est due à la très faible fraction volumique, ce qui engendre un écoulement très dilué. Ce que nous a obliger à faire une deuxième simulation avec un taux de chargement élevé.

IV.2.2. Simulation de l'écoulement avec un taux de chargement élevé :

Le taux de chargement utilisé pour cette simulation est de 0.167 kg/s, le nombre de particules injectées est de 40 particules chaque 0.0001s.

IV.2.2.1. Phase continue :

Une fois la vanne est complètement ouverte, à T= 3s on a les résultats suivants :

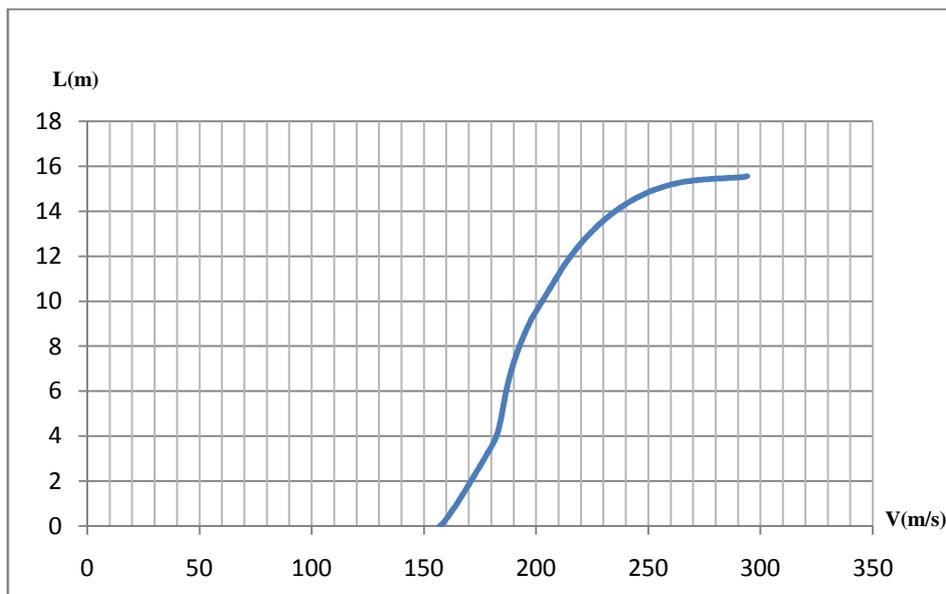


Figure IV.23: Profils de vitesse dans la conduite.

La figure (IV.23) Nous donne une courbe de même genre que la simulation monophasique, où la vitesse de fluide varie indépendamment des particules transportées.

IV.2.2.2. Phase discrète :

- Influence de la vanne sur la concentration des particules :

La figure (IV.24) représente la concentration des particules au niveau de la conduite verticale, on remarque que la concentration des particules diminue au fur et à mesure que la vanne s'ouvre. Et cela s'illustre par la disparition de pique, la concentration des particules reste constante une fois la vanne est complètement ouverte.

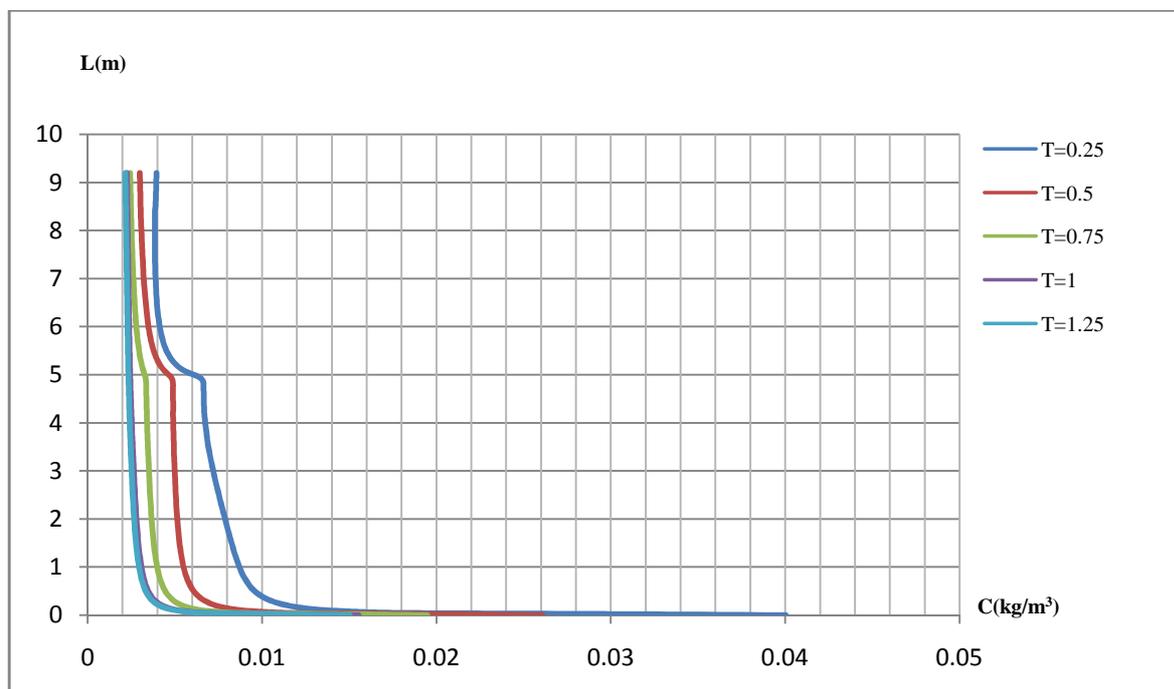


Figure IV.24: Profils de concentration dans la conduite verticale.

- Localisation des particules en fonction de leurs vitesses :

1. Au niveau de la conduite verticale :

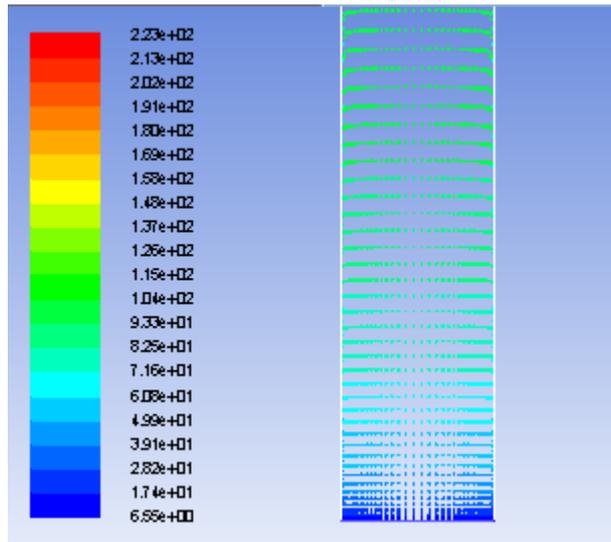


Figure IV.25: Localisation des particules à l'entrée de la conduite à $T=3s$.

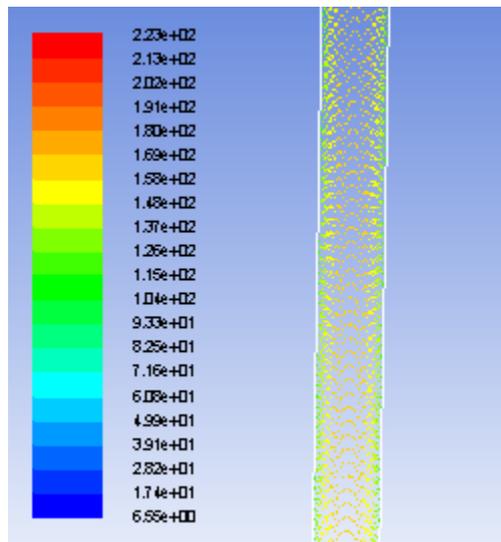


Figure IV.26: Localisation des particules au milieu de la conduite à $T=3s$.

2. Au niveau de coude et la conduite horizontale :

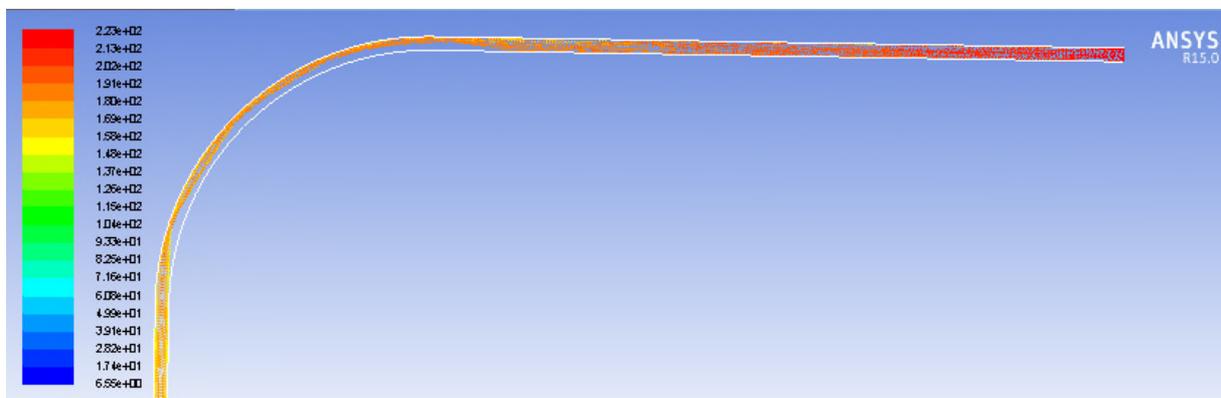


Figure IV.27: Localisation des particules au niveau du coude et la conduite horizontale à $T=3s$.

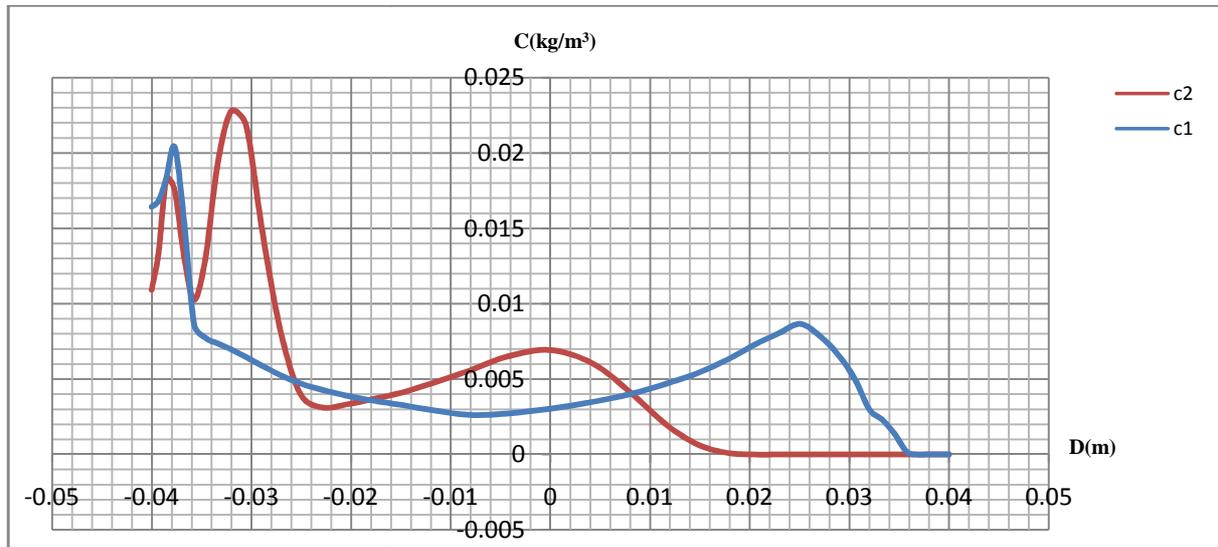


Figure IV.28: Concentration des particules après l'entrée du coude à $T=3s$.

La figure (IV.28) démontre qu'au niveau de la zone c1, les particules sont réparties sur tout le diamètre de la conduite. A la zone c2, après une petite courbure on remarque que les particules tendent à se localiser dans la partie extérieure de coude. Ce qui démontre la figure (IV.27) à l'entrée de coude.

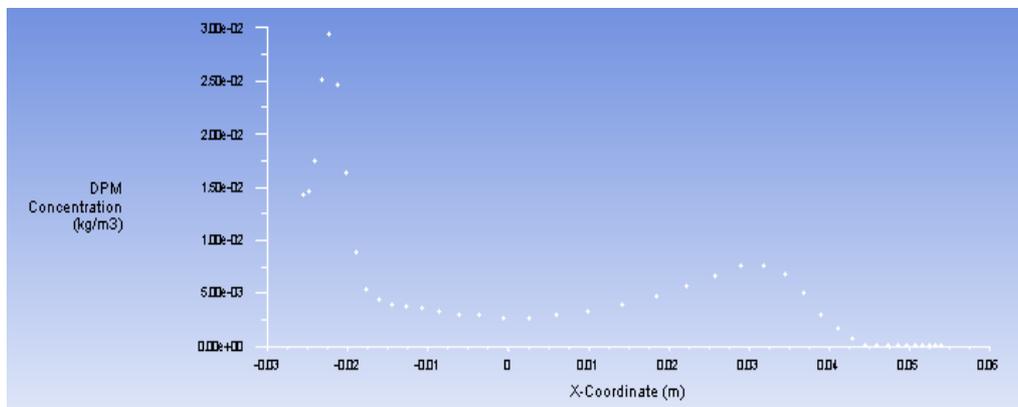


Figure IV.29: La répartition spatiale des particules au niveau de c1.

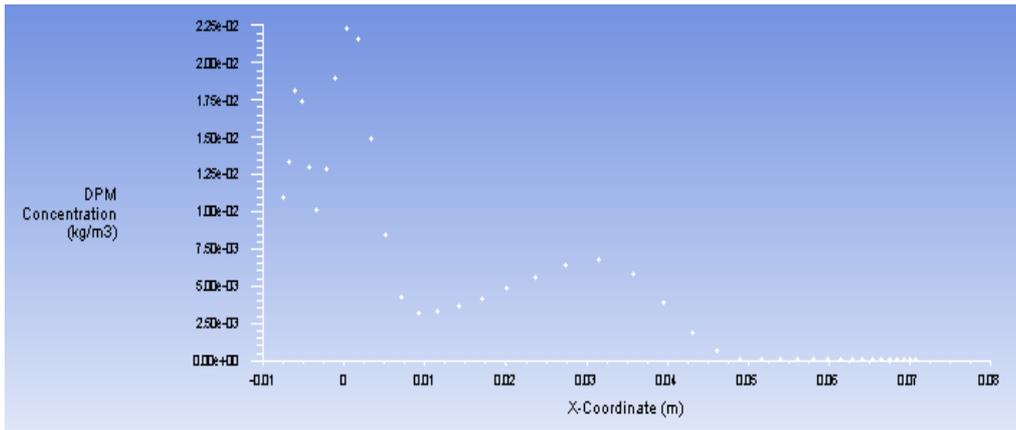


Figure IV.30: La répartition spatiale des particules au niveau de c2.

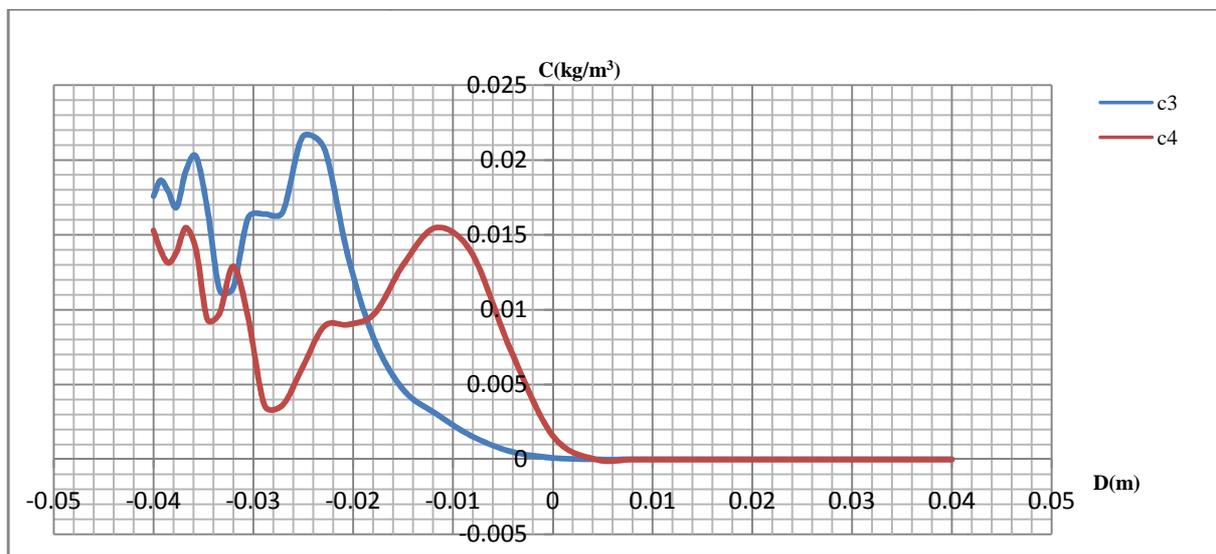


Figure IV.31: Concentration des particules avant le milieu de coude à T=3s.

La figure (IV.31) démontre qu’au niveau de la zone c3, il ya un disertement des particules sur les ¾ de diamètre à cause de l’augmentation de la courbure de coude. Au niveau de la zone c4, les particules se déplace et se concentre au centre, à cause de leur réflexion dans la paroi extérieur, et à la paroi pour celles qui ce reflètent pas, elles glissent le long de l’extrados.

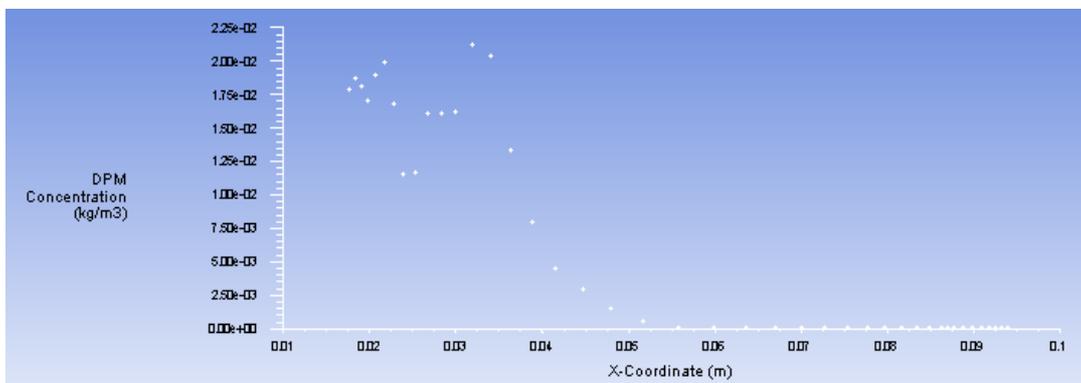


Figure IV.32: La répartition spatiale des particules au niveau de c3.

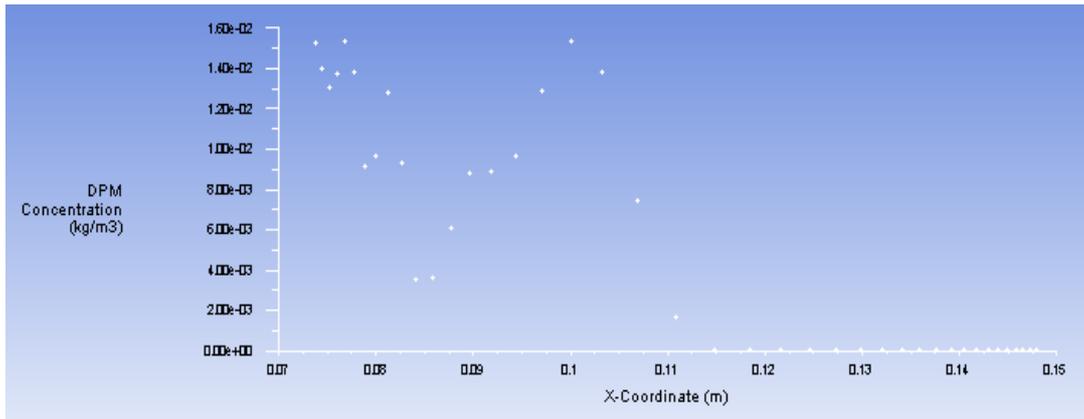


Figure IV.33: La répartition spatiale des particules au niveau de c4.

On remarque que tout les profils des particules ne suivent pas les profils de vitesse de fluide au niveau de coude, à cause de forte inertie acquérait par les particules.

➤ Influence de fluide sur les trajectoires des particules :

Pour mieux comprendre le comportement des particules et l'influence de fluide sur ce dernier, on effectue un suivi des particules en fonction de temps de séjour colorée par leurs vitesses comme suit :

1. Suivi d'une particule à l'extrados de la conduite :

Les figures (IV.34) et (IV.36) représentent la trajectoire de la première particule située à l'extrados de la conduite en fonction de temps de séjour colorée par la vitesse, on remarque que la particule se déplace parallèlement à la paroi extérieure et la vitesse augmente progressivement. A la sortie de coude, elle quitte l'extrados afin de continuer son parcours transversalement jusqu'elle atteint la sortie de la conduite.

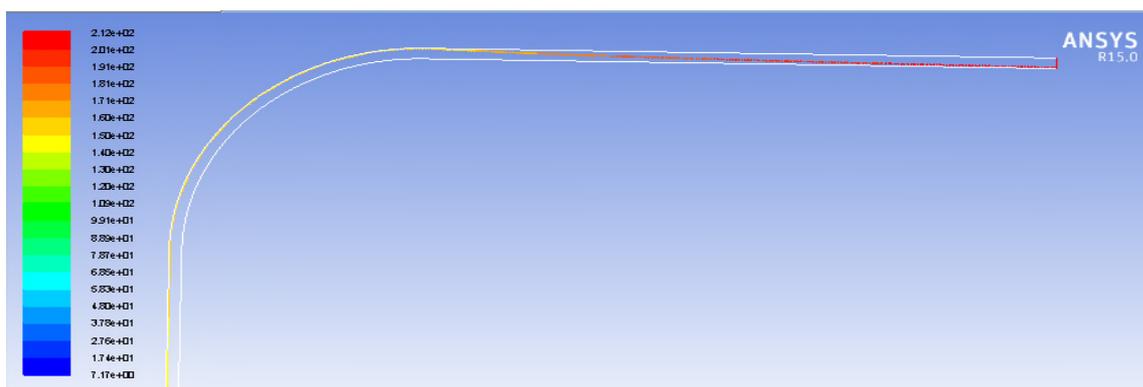


Figure IV.34: Trajectoire de la particule dans le coude et dans la conduite horizontale.

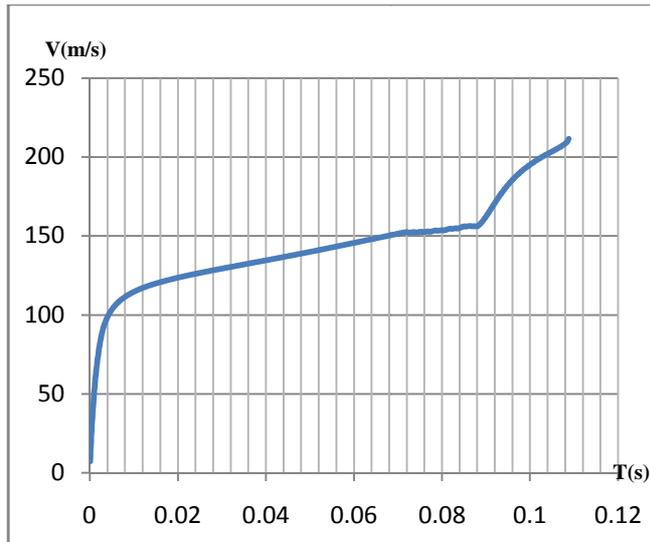


Figure IV.35: Évolution de vitesse de la particule en fonction de temps de séjour.

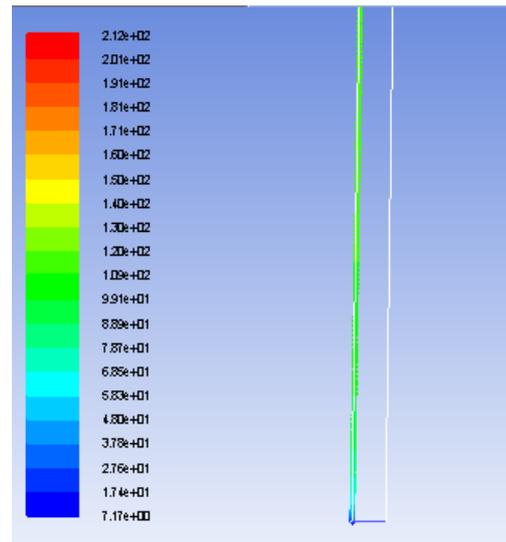


Figure IV.36: Trajectoire de la particule dans la conduite verticale ($y=5m$).

➤ Echange de quantité de mouvement selon x et y:

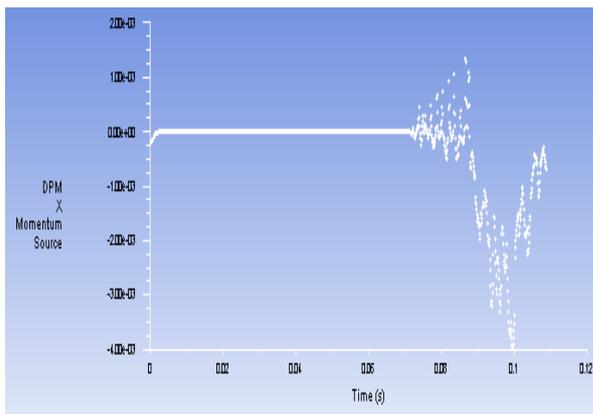


Figure IV.37: Echange de quantité de mouvement selon x.

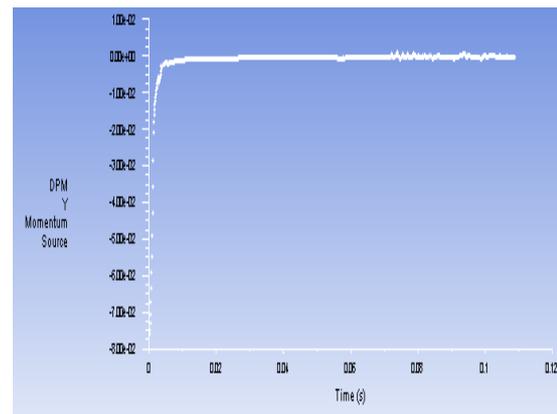


Figure IV.38: Echange de quantité de mouvement selon y.

En comparant les figures (IV.37) et (IV.38) avec la figure (IV.35), tout au long de la conduite verticale l'échange est négative, donc le fluide accélère les particules, puis selon x on constate une perturbation dans le coude avec certains points qui dépassent le 0, ces valeurs sont dues au reflet de particule sur les parois où la vitesse de fluide est nulle et les particules ont une certaine vitesse, puis à la sortie de coude, on retrouve l'attraction de fluide pour la particule.

2. Suivi d'une particule au centre de la conduite :

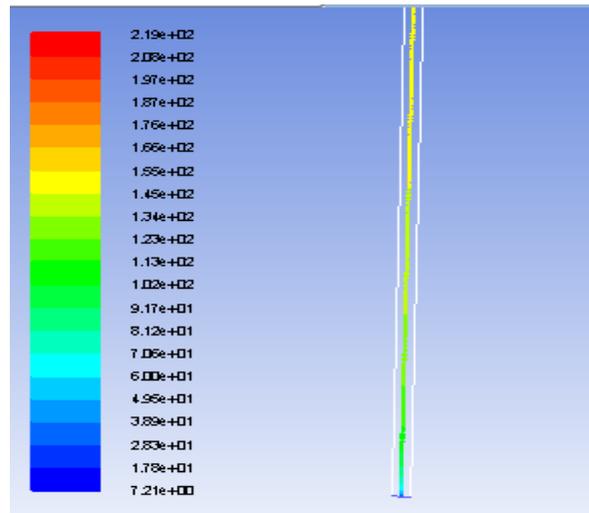


Figure IV.39: Trajectoire de la particule dans la conduite verticale.

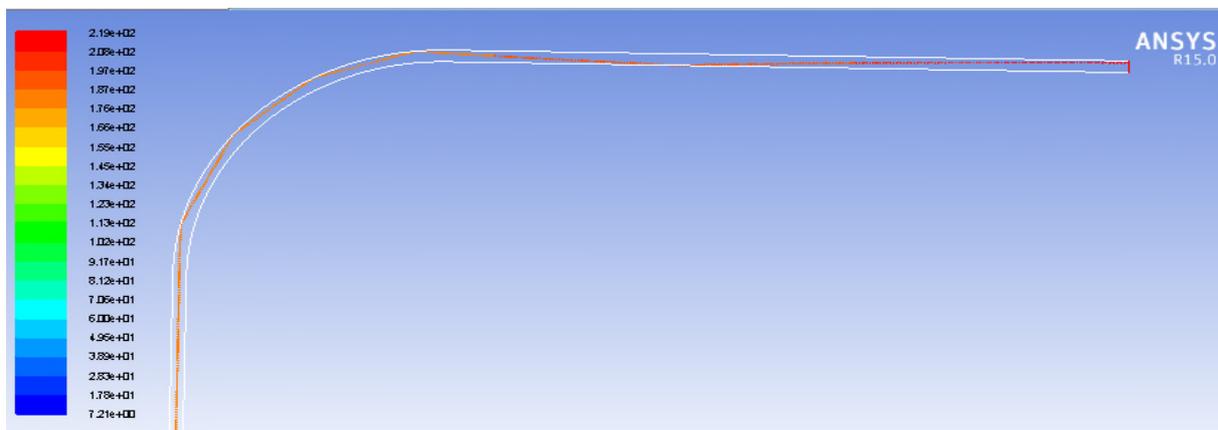


Figure IV.40: Trajectoire de la particule dans le coude et dans la conduite horizontale.

On constate que la vitesse de la particule augmente avec l'augmentation de temps de séjour de la particule, elle se déplace au centre de la conduite verticale, puis à partir de l'entrée de coude, elle reflète dans l'extrados et elle continue à se déplacer sous la forme des lignes droites comme la montre la figure (IV.40).

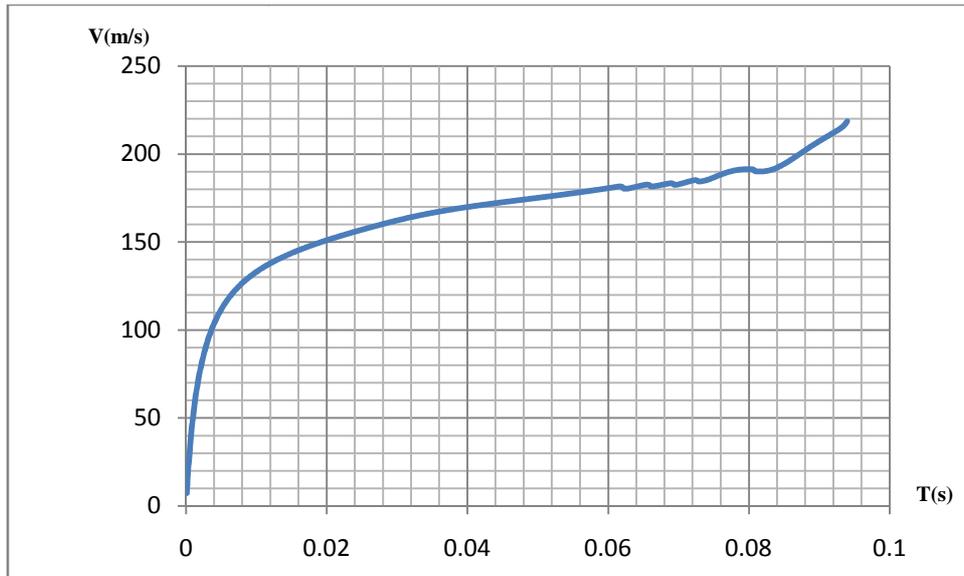


Figure IV.41: Évolution de vitesse en fonction de temps de séjour de la particule.

La figure (IV.41) montre que la particule est trainée par le fluide tout le long de son séjour dans la conduite, parce que la courbe de fluide est au-dessus de la courbe de particule.

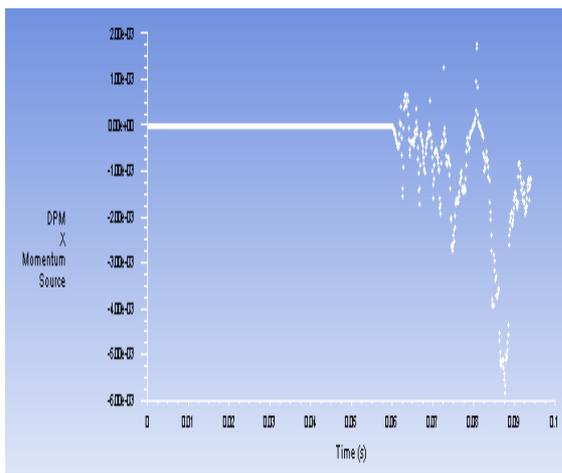


Figure IV.42: Echange de quantité de mouvement selon x .

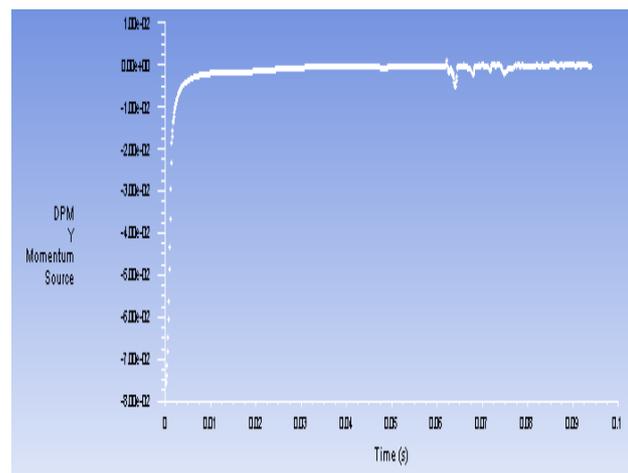


Figure IV.43: Echange de quantité de mouvement selon y .

On compare les figures (IV.42) et (IV.43) avec la figure (IV.41), on remarque qu'il n'y a pas de transfert de quantité de mouvement de la part des particules vers le fluide.

3. suivi d'une particule à l'intrados de la conduite :

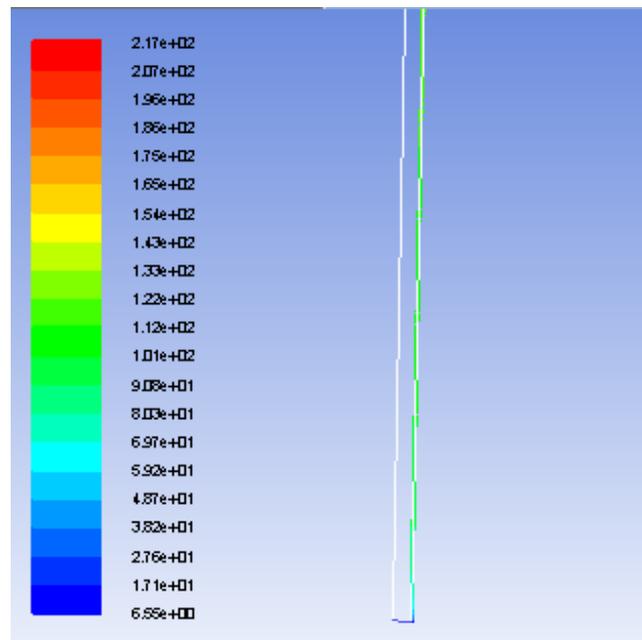


Figure IV.44: Trajectoire de la particule dans la conduite verticale.

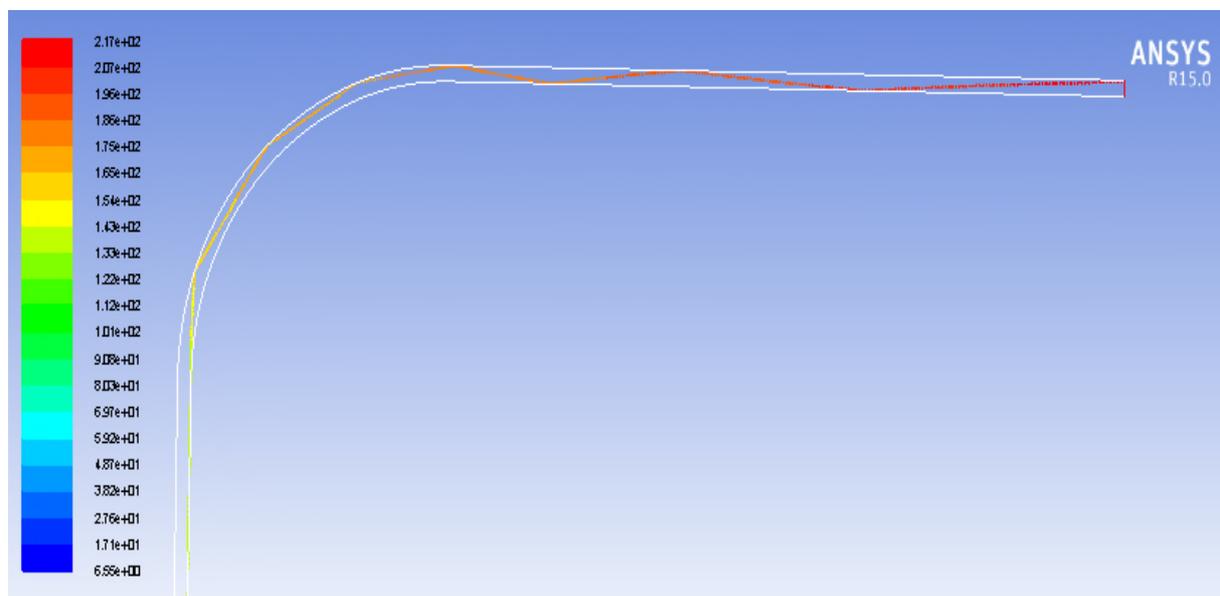


Figure IV.45: Trajectoire de la particule dans le coude et la conduite verticale.

Les figures (IV.44) et (IV.45) représentent la trajectoire parcourus par une particule située à l'intrados coloré par sa vitesse. La trajectoire de la particule est parallèle à la paroi interne jusqu'à l'entrée de coude, elle se reflète dans l'extrados de coude et elle continue à se refléter jusqu'elle atteint la sortie.

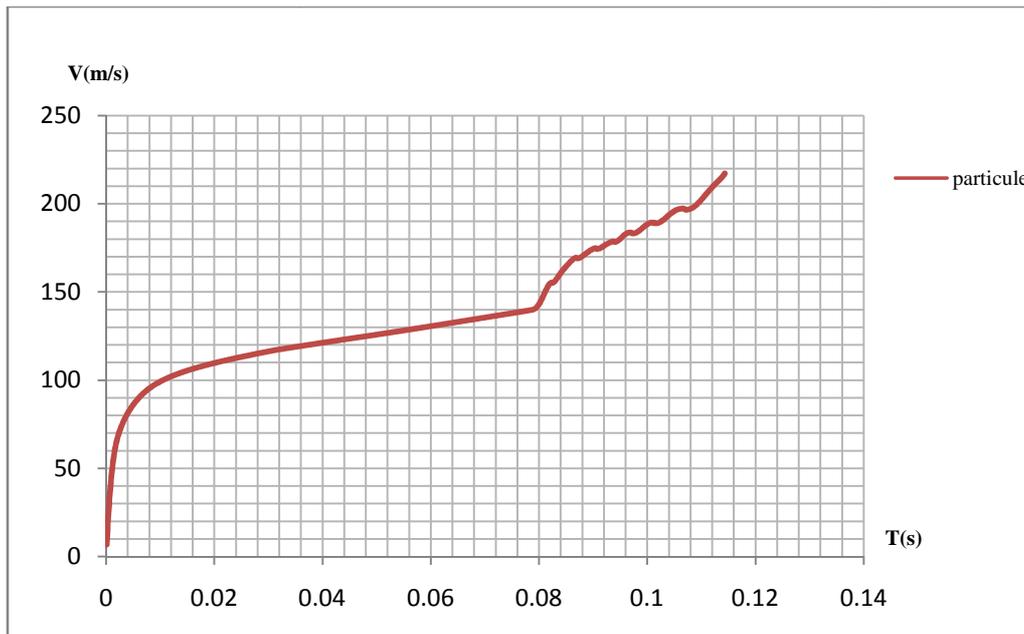


Figure IV.46: Évolution de vitesse en fonction de temps de séjour de la particule.

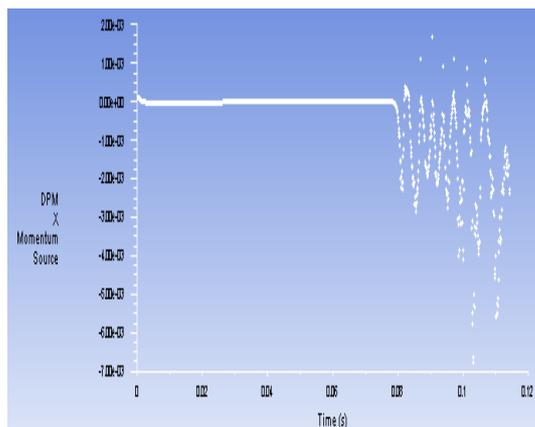


Figure IV.47: Echange de quantité de mouvement selon x .

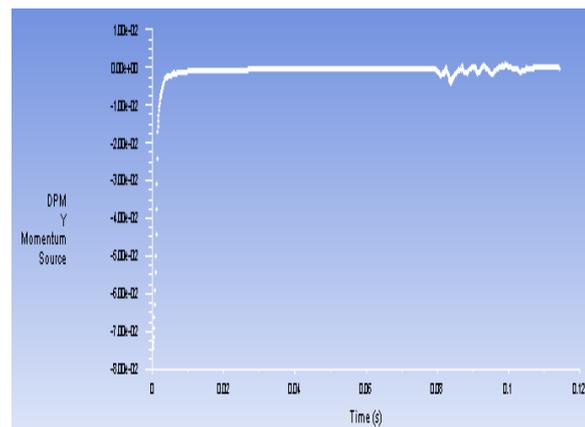


Figure IV.48: Echange de quantité de mouvement selon y .

Les figures (IV.47), (IV.48) et la figure (IV.46) montrent un transfert de quantité de mouvement d'un seul sens, de la part de fluide vers la particule, et les perturbations qui apparaissent selon l'axe x sont dues à l'impact des particules avec les parois de la conduite.

- Comparaison de temps de séjour des particules selon la position de l'injection :

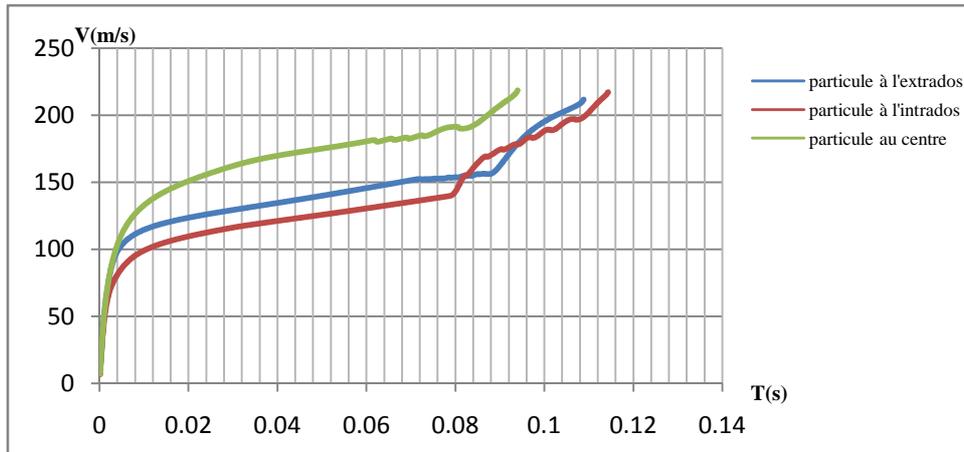


Figure IV.49: Profils de vitesse des particules en fonction de temps de séjour.

On remarque que les particules situées au centre de la conduite s'hébergent moins que les particules injectées aux parois, due au fort gradient de vitesse dans cette zone, et les particules près de l'extrados hébergent moins que celles à l'intrados, puisque elles se reflètent pas trop dans la conduite.

- Evolution de la masse des particules dans la conduite selon le temps :

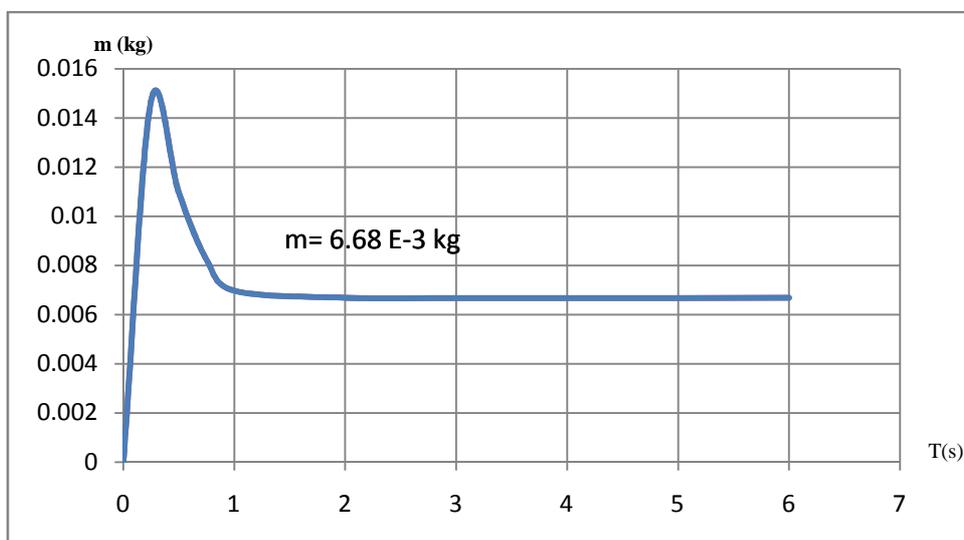


Figure IV.50: Variation de la masse en fonction de temps.

Cette figure illustre la variation de la masse totale dans la conduite durant l'injection. On remarque que la masse augmente linéairement au début de l'injection (de 0 à 0.3s) parce que les premiers particules injectées n'ont pas atteint la sortie, puis elle diminue progressivement de (0.3s à 1s), ce qui signifie que le nombre de particules qui quitte la conduite est supérieur au nombre de particules injectée durant la période (0.3s à 1s). A partir de 1s, la masse reste constante dans la conduite ce qui signifie que les particules qui sortent sont égale au nombre de particules injectées, et le régime devient stationnaire.

IV.3. Conclusion :

D'après les résultats obtenus, nous avons vu que la vitesse, la pression et la température varient tout le long de la conduite à cause de frottements de fluide avec les parois et les obstacles rencontrés dans la conduite (vanne, coude). L'ajout des particules dans le cas diphasique influence légèrement sur le comportement de fluide, à l'entrée elles sont trainées par le fluide, puis quand elles acquerront une certaine inertie elles ont tendance à accélérer le fluide. Au niveau de coude, les particules suivent deux trajectoires différents, certaines glissent sur le long de la paroi extérieur et les autres se reflètent.

Conclusion :

Ce travail représente l'étude d'un écoulement diphasique gaz-particule dans une conduite coudée d'un angle de 90° avec une vanne dans la partie verticale, dont le but de comprendre l'influence de la vanne sur cette gamme l'écoulement en raison d'optimiser les constructions industrielles. Pour aboutir à cela, on a suivi les étapes suivantes :

Une synthèse bibliographique qui nous a permis de cerner le sujet étudié de tous les côtés, comme les différents types d'écoulement qui existent et les approches permettant la résolution de tels écoulements.

Dans notre étude, on a utilisé l'approche Euler-Lagrange de fait qu'elle est la plus adaptée pour le suivi des particules dans un fluide qui ne dépasse pas les 10 % de chargement.

Pour la méthode de résolution, on a utilisé un logiciel performant mondialement qui est ANSYS Fluent, il utilise la méthode des volumes finis pour la discrétisation des équations de transport pour la phase continue, et pour la phase dispersée, l'équation de trajectoire est discrétisée par le schéma d'Euler pour permettre le suivi des particules.

On a peu modélisé la vanne mathématiquement en introduisant un terme puits dans les équations de Navier-Stokes, ce terme puits est pour but de bloquer l'écoulement.

Dans la simulation monophasique, la vitesse varie linéairement jusqu'à atteindre le régime stationnaire qu'on peut le distinguer avec les profils de vitesse de forme parabolique symétrique à l'axe de la conduite. Dans le coude on a remarqué une légère courbure vers l'intérieur due à la distance parcourue par le fluide.

Dans le cas où la vanne est fermée, on a remarqué que l'écoulement était presque bloqué, ce qui engendre une très grande pression avant la vanne et une chute brusque après la vanne.

Dans la simulation diphasique, on a réalisé deux essais :

- *Première essai* : on a remarqué que la présence des particules dans le champ fluide réduit la vitesse, cette petite influence est due au faible taux de chargement des particules. Et durant l'ouverture de la vanne, on a constaté l'accélération des particules en se référant à la réduction de temps de séjour dans la conduite.
- *Deuxième essai* : on a utilisé un taux de chargement élevé (10 fois que le premier), l'ajout des particules réduit la vitesse par rapport au premier essai, mais il y a une augmentation dans le temps de séjour des particules. On a remarqué ainsi, que les particules suivent le profil de vitesse de fluide avant dans la partie de coude, elles se reflètent dans l'extrados à cause de l'inertie acquise par les particules.

Perspective à envisager :

L'étude des écoulements diphasiques (gaz-particule) sont très complexe de point de vue de leur modélisation, et la difficulté à prédire la trajectoire exacte des particules et leur réactions avec le domaine qui l'entour, on a réalisé cette étude pour enrichir la littérature à cause de manque des références intérieurs, et la possibilité d'exploiter l'ensemble des résultats obtenus.

Pour la prospérité de ce domaine, on propose les vois suivantes :

- Varier les conditions aux limites pour rendre les simulations plus réaliste ;
- Augmenter la qualité de maillage pour plus de précision ;
- Faire des essais expérimentaux pour la comparaison avec les résultats théoriques ;
- Création de la vanne dans la géométrie, en lui y associé un maillage dynamique ;
- Faire des simulations avec des logiciels utilisant d'autres méthodes de discrétisation.

Références bibliographiques

- [1] **MOISSETTE S**, Etude dynamique et thermique par modélisation eulérienne-lagrangienne des effets liés aux interactions turbulence-particule dans un écoulement gaz-solide en conduite verticale non-isotherme, thèse de doctorat, Université Henri Poincaré, Nancy I, 263 pages, Décembre 2001.
- [2] **VALERIE C**, Simulation eulérienne-lagrangienne d'écoulement gaz-solide non isothermes : interactions particules-turbulence, application aux écoulements en conduite, thèse de doctorat, Université Henri Poincaré, Nancy I, 232 pages, mars 2004.
- [3] **PIALAT X**, Développement d'une méthode hybride eulérienne-lagrangienne pour la modélisation numérique de la phase particulaire dans les écoulements turbulents gaz-particules, thèse de doctorat, Université de Toulouse, 234 pages, juillet 2007.
- [4] **KHALED B**, Modélisation de la convection naturelle laminaire dans une enceinte avec une paroi munie d'un bloc, thèse de magister, Université Kasdi Merbah, Ouargla, 115 pages, juin 2012.
- [5] Guide de théorie ANSYS Fluent 15.0.
- [6] Guide d'utilisation ANSYS Fluent 15.0.
- [7] **BELLIL A**, Méthodologie spécifique globale de caractérisation des écoulements gaz/solides pour l'optimisation d'enceinte thermiques, Université de technologie Compiègne, 185pages, décembre 2014.
- [8] **BOUSSOUM N, BENYAHIA K**, Simulation des écoulements turbulents chargés de particules, mémoire de fin d'étude, Université de Bejaia, 65 pages, juin 2015.

Chapitre I

Synthèse bibliographique

Chapitre II

Formulations théoriques

Chapitre III

Méthode de résolution

Chapitre IV

Résultats et discussion

Introduction générale

Conclusion générale

Résumé

Ce travail a pour objectif de mettre en place un modèle numérique capable de prédire le comportement de la phase dispersée dans un écoulement turbulent gaz-particules, le domaine de l'écoulement est délimité par les parois d'une conduite coudée à 90° avec une vanne au niveau de la partie verticale. La simulation est réalisée par le logiciel ANSYS Fluent. La modélisation repose sur le modèle Euler/Lagrange permettant le calcul des trajectoires de chaque particule à un instant donné pendant le calcul de la phase fluide, la turbulence est simulée par le modèle standard k-ε. Dans cette étude, on a effectué deux simulations diphasiques avec un taux de chargement différent, dans la première nous avons utilisé un taux de chargement faible de 0.0167kg, et dans la deuxième simulation, nous avons augmenté le taux de chargement à 0.167kg. D'après les résultats obtenus, l'écoulement est très dilué dans les deux cas, et les particules n'affectent pas le fluide.

Mots clés : dispersée, turbulent, simulation, modélisation, diphasique.

Summary

It aims to work to establish a numerical model capable of predicting the behavior of the dispersed phase in a turbulent gas-particle, the field of flow is defined by the walls of a bent pipe with a 90 ° valve at the vertical portion. The simulation is performed by ANSYS FLUENT software. The modeling is based on the Euler / Lagrange model for calculating the trajectories of each particle at a given time during the calculation of the fluid phase, turbulence is simulated by the standard k-ε model. In this study, we conducted two two-phase simulations with different loading rate in the first we used a low loading rate 0.0167kg, and in the second simulation, we have increased the loading rate at 0.167kg. From the results obtained, the flow is very diluted in both cases, and the particles do not affect the fluid.

Keywords: dispersed, turbulent, simulation, modeling, diphasique.