

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université Ibn Khaldoun de Tiaret
Faculté des Sciences Appliquées
Département de Génie Mécanique



MÉMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du Diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : génie mécanique

Parcours : Master

Spécialité : énergétique

Thème

Etude numérique d'un écoulement diphasique dans
un circuit en existence de deux singularités
consécutives

Préparé par :

ABED hicham

BESSAS omar Elfarouk

Soutenu publiquement le : .. / 07 / 2021, devant le jury composé de :

M. BOUZIDANE Ahmed	Professeur (Univ. Ibn Khaldoun)	Président
M. CHAIB Khaled	Maître de Conférences "A" (Univ. Ibn Khaldoun)	Examineur
M. KHALDI Sabrina	Maître Assistant "A" (Univ. Ibn Khaldoun)	Examineur
M. MAZARI Djamel	Maître Assistant A" (Univ. Ibn Khaldoun)	Encadreur



Dédicace

*Je remercie dieu tout puissant de m'avoir donné
la force et le courage de finir ce travail.*

*À cet agréable moment je dédie Ce modeste travail à
ma chère mère qui a été à Mon côté Durant toute ma
vie, à mon cher père qui a sacrifié toute leur vie afin de
ma voir devenir ce que je suis.*

Je dédie aussi ce mémoire :

À toute ma famille

À tous mes amis

*À tout ce qui ma encourager de proche et de loin de
finir ce travail.*



REMERCIEMENT

Avant tout nous remercions ALLAH le tout puissant de nous avoir donné le courage, la volonté, la patience et la santé durant toutes ces années d'études et que grâce à lui ce travail a pu être réalisé

*Tout d'abord, nous tenons à exprimer nos plus vifs remerciements et notre sincère gratitude à notre promoteur **Mr. Mazari Djamel**, qui nous aide dans la réalisation de ce travail par leurs précieux conseils, son soutien, ses encouragements qu'il n'hésitera jamais à nous proposer dans les moments difficiles et ses efforts immenses qui ont contribué dans la bonne marche de ce travail.*

*Un grand remerciement pour **Mr. Chaib Khaled, Mr. BOUZIDANE Ahmed et Mme. KHALDI** pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à ce travail en acceptant de l'examiner. Vous acceptez l'expression de nos sincères remerciements.*

Enfin, nos sincères remerciements sont destinés à tous le personnel de la Faculté génie mécanique, de l'Université Ibn Khaldoun-Tiaret.

Résumé

Dans les processus industriels comme dans les phénomènes naturels, les écoulements diphasiques sont courants. Parce que l'existence d'interfaces pose des défis de simulation numérique importants, notre étude numérique aborde les problèmes de suivi et de capture du phonème de l'écoulement diphasique (gaz-liquide), à travers une géométrie de forme conduite circulaire contient un élargissement brusque suivi d'un coude arrondi, ce qui aboutit à la présence de deux types de singularité. La simulation est faite par logiciel ANSYS CFX base sur la méthode de volume finie (MVF) utilisée pour résoudre les équations gouvernantes l'écoulement. Les résultats obtenus pour le diphasique sont comparé avec celle de monophasique.

Mots clé : Écoulements diphasiques, Élargissement brusque, coude arrondi, singularités, ANSYS CFX, volume finie (MVF).

Abstract

In industrial processes as in natural phenomena, two-phase flows are common. Because the existence of interfaces poses significant numerical simulation challenges, our numerical study addresses the problems of tracking and capturing the phoneme of the two-phase (gas-liquid) flow, through a geometry of circular duct shape contains a sudden widening followed by a rounded bend, which results in the presence of two types of singularity. The simulation is done by ANSYS CFX software based on the Finite Volume Method (MVF) used to solve the equations governing the flow. The results obtained for the two-phase are compared with that for monophasic.

Keywords: Two-phase flows, Sudden widening, rounded bend, singularities, ANSYS CFX, finite volume (MVF).

ملخص

في العمليات الصناعية كما في الظواهر الطبيعية، تكون التدفقات ثنائية الطور شائعة. نظرًا لأن وجود واجهات يطرح تحديات عديدة كبيرة في المحاكاة، فإن دراستنا العددية تتناول مشاكل تتبع والتقاط صوت التدفق ثنائي الطور (الغاز والسائل)، من خلال هندسة شكل مجرى دائري يحتوي على اتساع مفاجئ يتبعه شكل دائري. الانحناء، والذي ينتج عنه وجود نوعين من التفرد. تم إجراء المحاكاة بواسطة برنامج ANSYS CFX بناءً على طريقة الحجم المحدود (MVF) المستخدمة في حل المعادلات التي تحكم التدفق. تمت مقارنة النتائج التي تم الحصول عليها للمرحلتين مع نتائج أحادي الطور.

الكلمات المفتاحية: التدفقات ثنائية الطور، الاتساع المفاجئ، الانحناء الدائري، التفردات، ANSYS CFX، الحجم المحدود (MVF).

Sommaire

Dédicace	I
Remercîment	II
Résumé	III
Sommaire.....	IV
Liste des abréviations	VII
Liste des tableaux	X
Liste des figures	XI
Introduction général.....	1

Chapitre I : Généralité sur les écoulements Diphasiques

Introduction.....	3
I.1 Définition :	3
I.2 Applications :	3
I.3 Les paramètres d'un écoulement diphasique :	4
I.3.1 La fraction de vide (taux de vide) :	4
I.3.2 Les vitesses :	5
I.3.2.1 La vitesse réelle :	5
I.3.2.2 La vitesse surfacique :	6
I.3.2.3 La vitesse massique :	6
I.3.3 Le titre :	6
I.3.3.1 Le titre massique :	6
I.3.3.2 Le titre volumique :	7
I.4 Les régimes des écoulements diphasiques :	7
I.4.1 Régime d'écoulement dans la conduite horizontale :	8
I.4.1.1 L'écoulement à bulles (Bubbly flow) :	9
I.4.1.2 L'écoulement à poches de gaz (Plug flow) :	9

I.4.1.3	L'écoulement à bouchons (Slug flow) :	9
I.4.1.4	L'écoulement stratifié (Stratified flow) :	10
I.4.1.5	L'écoulement annulaire (Annular flow) :	11
I.4.2	Configuration des écoulements diphasiques dans les conduites verticales :	11
I.5	Les travaux précédant sur les écoulements diphasiques :	12
I.5.1	Carte d'écoulement de Baker (1954) :	12
I.5.2	Carte d'écoulement de Title et Dockler (1976) :	13
I.5.3	Carte d'écoulement de Mandhane :	14
	Conclusion.....	15

Chapitre II : Modélisation mathématique de l'écoulement et méthode numérique

	Introduction	16
II.1	Les équations de base d'un écoulement monophasique :	16
II.1.1	Les bilans de masse :	16
II.1.2	Bilan de quantité de mouvement :	16
II.1.3	Bilan d'énergie :	17
II.2	Les équations de base d'un écoulement diphasique :	17
II.2.1	Bilan de masse :	19
II.2.2	Bilan de quantité de mouvement :	19
II.2.3	Le bilan d'énergie totale :	20
II.3	Les modèles des écoulements diphasiques :	21
II.3.1	Le modèle homogène :	21
II.3.2	Le modèle de Romie 1958 :	21
II.3.3	Modèle de Richardson (1958) :	22
II.3.4	Modèle de Lottes (1960) :	22
II.3.5	Modèle de Chisholm et Sutherland (1969) :	23
II.3.6	Modèle de Wadle (1989) :	23
II.3.7	Modèle de Suleman (1990) :	23
II.3.8	Modèle de Ahmed et al. (2007) :	24
II.4	Méthodes numériques :	24
II.4.1	Méthode des volumes finis :	25
II.5	Modèles de la turbulence :	27
II.6	Les problèmes de fermeture des équations :	28

II.7	Modélisation de l'écoulement près des parois :	31
II.8	Méthode de résolution :	31
II.9	Solution Générale :	31
	Conclusion.....	33

Chapitre III : Simulation numérique et Résultats

	Introduction.....	34
III.1	Position de problème et définition de domaine physique :	34
III.2	Présentation de logiciel :	35
III.2.1	Modules principaux du logiciel ANSYS-CFX :	35
III.2.2	ANSYS ICEM CFD :	35
III.2.3	CFX-Pré :	36
III.2.4	CFX-Solver :	37
III.2.5	CFX-Post :	37
III.3	Définition de domaine numérique avec à condition aux limites :	38
III.3.1	Les conditions aux limites :	39
III.4	Etude de maillage :	39
III.5	Les résultats obtenus par la simulation :	41
III.5.1	Cas d'un écoulement monophasique :	41
III.5.1.1	Profil de vitesse :	41
III.5.1.2	Contour et vecteur de vitesse en écoulement monophasique eau :	42
III.5.1.3	Les lignes de courant :	43
III.5.1.4	Contour de pression en écoulement monophasique eau :	44
III.5.1.5	Dissipation de l'énergie :	44
III.5.2	Cas d'un écoulement diphasique eau-air :	45
III.5.2.1	Profil de vitesse en écoulement diphasique (eau – air) :	45
III.5.2.2	Contours et vecteurs des vitesses :	46
III.5.2.3	Les lignes de courant :	48
III.5.2.4	Dissipation de l'énergie :	48
III.5.2.5	Contours de pression :	49
III.5.2.6	Chute de pression en écoulement diphasique :	50
	Conclusion :	50

Liste des abréviations

Symbole	Signification	Unité
A	surface	m^2
f	facteur de frottement	
d.D	diamètre de conduit	m
G	flux massique (vitesse superficielle massique)	$\frac{Kg m^{-2}}{s}$
P	périmètre	m
J	vitesse superficielle	$\frac{m}{s}$
g	accélération de la pesanteur	$\frac{m^2}{s}$
K	coefficient de la chute de pression singulière	
K	Rugosité	m
Δ_p	chute de pression singulière	Pa
P	pression	Pa
M	débit massique	$\frac{Kg}{s}$
L	longueur	m
V	vitesse	$\frac{m}{s}$
U	tension	v
T	paramètre d'écoulement de bulle disperse	
R_e	Nombre de Reynolds	
Q	débit volumique	$\frac{m^3}{s}$
τ_w	Frottement pariétal total.	$\frac{kg}{ms^2}$
τ_{wx}	Frottement pariétal sur la paroi horizontal.	$\frac{kg}{ms^2}$

τ_{w_r}	Frottement pariétal sur la paroi vertical.	$\frac{kg}{ms^2}$
ρ_m	La masse volumique de mélange	$\frac{kg}{m^3}$
ρ_g	La masse volumique du gaz	$\frac{kg}{m^3}$
ρ_l	La masse volumique du liquide	$\frac{kg}{m^3}$
μ	Viscosité dynamique	$\frac{Kg}{m} \cdot s$
ν	viscosité cinématique	m^2/s
τ	Frottement pariétal	$\frac{N}{m^2}$
ζ	distance réduite	$\zeta = \frac{z}{h}$
ρ	Masse volumique	$\frac{Kg}{m^3}$

LETTRES GRECQUES

α	Taux de vide
β	Titre volumique
X	Titre massique
S	Le glissement
v	la vitesse du fluide.
T	le tenseur des contraintes.
F	représente les forces de volume. Le principe fondamental de la dynamique est relatif au torseur des efforts et comprend également.
u	l'énergie interne du fluide.
q	le flux de chaleur .
P_0	La pression moyenne à la paroi dans l'élargissement.
P_w	La pression en aval de l'élargissement.
V_0	la vitesse d'entrée supposant que l'écoulement est entièrement du liquide.
Γ_ϕ	le coefficient de diffusion de la grandeur ϕ

S_ϕ	le terme source de chaque variable considérée ϕ .
σ	Rapport de section de l'élargissement
A_G	La surface occupée par le gaz
A_L	La surface occupée par le liquide

List des tableaux

Tableau I.1: Les régimes d'écoulements dans une conduite horizontale et verticale dépendent de la fraction volumique (BOUARAB,2011).	8
Tableau I.2: Paramètres et champ de validité de Mandhane	14
Tableau II. 1: Les valeurs des constantes du modèle k- ϵ [9].....	28
Tableau II. 2: Expression de $\Gamma\Phi$ et $S\Phi$ pour les différentes équations ; modèle k- ϵ [9].....	29
Tableau II. 3 : Les valeurs des constantes du modèle k- ϵ - RNG [9].	30
Tableau II. 4: Expression de $\Gamma\Phi$ et $S\Phi$ pour les différentes équations ; modèle k- ϵ - RNG [9].	30
Tableau III. 1: Conditions aux limites.	39
Tableau III. 2 : grilles de maillage.....	40

List des figures

Figure I.1: section de taux de vide (Mecieb).	5
Figure I.2: La vitesse massique.	6
Figure I.3: les régimes d'écoulement pour un système gaz-liquide	9
Figure I.4: L'écoulement à bouchons (Zitouni).	10
Figure I.5: photographies d'un écoulement co-courant ascendant liquide / gaz pour différents débits de gaz et de liquide illustrant différents régimes d'écoulement en conduite.	11
Figure I.6: Carte d'écoulement de Baker (1954) pour écoulement horizontal avec	13
Figure I.7: Carte des différents régimes d'un écoulement diphasique dans une conduite horizontale (Taitel et Dukler	14
Figure I.8: Carte d'écoulement de Mandhane pour un écoulement horizontal.	15
Figure II. 1: Volume matériel comprenant une interface considérée comme une surface de discontinuité. Les bilans de masse, de quantité de mouvement, d'énergie totale et d'entropie sont écrits pour ce volume. (Herve,2006).....	18
Figure II. 2: Volume de contrôle dans un maillage.....	26
Figure II. 3: modèles de la turbulence.....	27
Figure II. 4: profil de vitesse près de paroi.	31
Figure II. 5: Organigramme de calcul utilisé par le code l'ANSYS CFX.	32
Figure III. 1: géométrie étudiée élargissement brusque avec coude.....	34
Figure III. 2: La structure générale du code ANSYS CFX.....	35
Figure III. 3 : Ansys ICEM.....	36
Figure III. 4: Géométrie importée par le module CFX-Pre.	36
Figure III. 5: Interface du CFX-Solver Manager d'ANSYS CFX.....	37
Figure III. 6 : CFX-POST.....	38
Figure III. 7: Conditions aux limites cas élargissement brusque avec coude.....	38
Figure III. 8: Exemples de mailles utilisées en Volumes Finis.	39
Figure III. 9: distribution de la vitesse unidimensionnelle par rapport à la direction Y.....	40
Figure III. 10: profile de vitesse dans élargissement brusque.....	41
Figure III. 11: contour de vitesse monophasique eau	42
Figure III. 12: vecteur de vitesse en écoulement monophasique eau.	42
Figure III. 13: vecteur de vitesse dans l'élargissement brusque et dans le coude.	43
Figure III. 14: les lignes de courant pour écoulement monophasique.	43

Figure III. 15: Contour de pression monophasique eau.....	44
Figure III. 16 : Dissipation de l'Energie K cinétique monophasique.....	44
Figure III. 17: Évolution des vitesses selon Y à une distance X = 0.06 m (sur le diamètre d)...	45
Figure III. 18: Évolution des vitesses selon Y à une distance X = 0.11 m (sur le diamètre D)..	46
Figure III. 19: Contour de vitesse diphasique pour v=0.9m/s.	47
Figure III. 20: Vecteur de vitesse en écoulement diphasique v=0.9m/s.....	47
Figure III. 21 : les lignes de courant pour écoulement Diphasique.	48
Figure III. 22 : Dissipation de l'Energie K cinétique diphasique.....	48
Figure III. 23: Contour de pression diphasique.	49
Figure III. 24: évolution de la pression totale - écoulement diphasique eau-air une distance X(m).	50

Introduction
générale

Introduction générale

Vu leur importance industrielle et leur existence fréquent dans l'environnement, ainsi que leur intérêt dans le domaine de la recherche fondamentale qu'appliquée les phénomènes liés aux écoulements multiphasiques et toujours constitue un univers fertile d'investigation. A la diversité des écoulements monophasique constitués d'une seule phase, les écoulements diphasiques sont présents dans multiples situations ; pétrochimique (transport de mélange de pétrole et des gaz), en génie chimie comme la distillation ou la condensation, système de dessalement, réacteurs nucléaire, échangeurs de chaleurs, la pharmacie ou agronomie...etc.

Dans les installations industrielle hydrauliques ou thermique, la présence des singularités tel que rétrécissement, élargissement brusque, convergent ou divergent est un truc courant dont il est nécessaire d'étudier l'influence sur l'écoulement. Les écoulements dans ce type de singularité ont été largement fréquentés par les chercheurs, que ce soit d'un point de vue théorique, expérimental ou numérique. Ceci n'est pas le cas lorsque il s'agit des écoulement diphasique qui demeure encore peu étudiés dans ce genre de singularités, lorsque l'on sait que cette variété de singularités est l'origine d'importantes changements des caractéristiques de l'écoulement, ces modifications peuvent amener à la rupture d'équilibre d'un mélange diphasique en circulation, donnant lieu à une perte d'énergie due au transfert local de la masse et de la chaleur entre les deux fluides et la paroi de la conduite. De ce fait, en raison de la complexité des régimes des écoulements diphasique existant dans les installations industrielles et la nécessité d'élucider leurs mécanismes physiques, ainsi que les modèles mathématiques qui les gouvernent, plusieurs relations empiriques et semi-empiriques basées sur des études expérimentales ont été largement publiées, aucune procédure formelle n'existe à ce jour pour décrire et classer ces types d'écoulements.

L'évolution des moyennes informatiques ces dernières années permet à la simulation numérique des écoulements diphasiques de faire un essor considérable. La simulation numérique ne supplante pas l'expérimental mais la complète. Elle admet d'effectuer l'analyse de problème dans des conditions réalistes. Dans ce contexte, nous avons tenté d'étudier numériquement le comportement d'un écoulement diphasique (eau - air) à travers une conduite circulaire comportant deux singularités (élargissement brusque et un coude arrondi 90°) situés l'un juste après l'autre, à l'aide d'un code de calcul CFD ANYS CFX. Le but de cette simulation est de prévoir une compréhension sur le phénomène du flux diphasique dans ces deux singularités.

Le présent manuscrit se compose de trois chapitres principaux.

Le premier est consacré aux généralités sur les écoulements diphasiques, où nous nous limitons exclusivement aux écoulements diphasiques liquide - gaz, nous avons mentionné quelques définitions nécessaires ensuite les différents régimes d'écoulements diphasiques et leurs

Introduction générale

transitions (définition des paramètres, configuration d'écoulement, cartes d'écoulement).

Dans le deuxième chapitre nous avons présenté la formulation mathématique qui gouverne les différents modèles d'écoulements diphasique, ainsi que la modélisation numérique utilisé pour résoudre les équations de base de l'écoulement diphasique.

Pour le troisième chapitre est dédié à l'étude de cas où nous avons défini le domaine physique à simuler avec présentation du logiciel ANSYS CFX utilisé et aussi à l'illustration des résultats obtenus.

Chapitre 01

Généralité sur les écoulements
Diphasiques

Introduction

Les écoulements biphasés sont plus complexes que les écoulements monophasés du fait de la dynamique d'interface (déformation, rupture, fusion) d'une part, elle modifie brutalement l'évolution de ces interfaces à des niveaux très divers, qui peuvent aller de quelques microns à quelques mètres.

Dans ce chapitre, des généralités sur les flux en deux étapes (paramètres, Les régimes et cartes d'écoulement) sont présentées, ainsi que des travaux antérieurs sur les flux en deux étapes à travers un élargissement.

I.1 Définition :

Un écoulement est un ensemble des phénomènes relatif aux mouvements d'un fluide.

L'écoulement diphasique est le flux interactif de deux phases immiscibles ou miscibles distinctes avec des interfaces communes dans un conduit. Chaque phase, représentant une fraction volumique (ou fraction massique) de matière solide, liquide ou gazeuse, a ses propres propriétés, vitesse et température.

Un flux diphasique peut être un flux simultané de :

- Matériaux avec différents états ou phases (par exemple mélange eau-vapeur).
- Matériaux ayant des propriétés chimiques différentes mais dans le même état ou la même phase (par exemple, des gouttelettes d'huile dans l'eau).

Les écoulements diphasiques peuvent être classés selon les phases en présence (liquide, solide, ou gaz) ou selon la distribution spatiale des interfaces.

- ✓ Mélange de deux liquides non miscibles (échangeurs à contact direct).
- ✓ Mélange gaz-solide (transport pneumatique du blé, fumées, poussières).
- ✓ Mélange solide-liquide (transport de boue).
- ✓ Mélange gaz-liquide (extraction pétrolière).

I.2 Applications :

Certains des applications les plus importantes de ce type d'écoulement sont mentionnées ci-dessous :

- **Systèmes de transport :**

Transport par canalisation des mélangeurs de pétrole et de gaz, des fibres des boues, des pompes du type air-lift, etc.

- **Systèmes de procédés :**

Réaction chimiques, milieu poreux, unités d'extraction et de distillation système de dessalement, séparation de phase atomiseurs, réacteurs agités, etc.

- **Système d'alimentation :**

Réaction nucléaire, chaudières et évaporateurs, moteurs à réaction, moteur de combustion, etc.

- **Systèmes de transfert de chaleur :**

Évaporateurs, réfrigérateur, échangeur de chaleur condensateurs, séchoirs, tours de refroidissement.

- **Phénomènes météorologiques :**

Introductions des fleuves, vagues d'océan, formation et mouvement de gouttelettes de pluie, physique des nuages, givrage, ct.

- **Systèmes biologiques :**

Écoulement de sang, système cardio-vasculaire transport capillaires, systèmes respiratoires, etc.

I.3 Les paramètres d'un écoulement diphasique :

Les paramètres d'écoulement diphasique sont la vitesse, les débits massique et volumique, la fraction massique et volumique des deux phases existantes du débit gaz-liquide, ces paramètres sont déterminés comme suit (**Zitouni**).

I.3.1 La fraction de vide (taux de vide) :

En flux biphasique, le taux de vide est l'un des paramètres les plus importants à définir. Il détermine quel département occupe chaque étape en contribuant au total (**Khedache,2013**).

Puisqu'il détermine les vitesses moyennes du liquide et de la vapeur, c'est un paramètre essentiel dans le calcul des comportements hydrodynamiques de perte de charge et d'écoulement. (**Fig. I.1**)

$$\alpha = \frac{A_G}{A} \quad (1)$$

$$1 - \alpha = \frac{A_L}{A} \quad (2)$$

A_G : La surface occupée par le gaz.

A_L : La surface occupée par le liquide.

A : La surface totale de la section.

Le rapport de vide est un paramètre essentiel dans le calcul des coefficients de transfert de chaleur des transitions du système d'écoulement et de la perte de charge. Il est défini par

$$\alpha = \frac{A_G}{A_G + A_L} \quad (3)$$

Où A_G est la somme des sections occupées par la vapeur et A_L est la somme des sections occupées par le liquide comme le montre la figure 2.15. La fraction vide s'étend de $\alpha = 0$ à $x = 0$ jusqu'à $\alpha = 1$ à $x = 1$. [Mecieb].

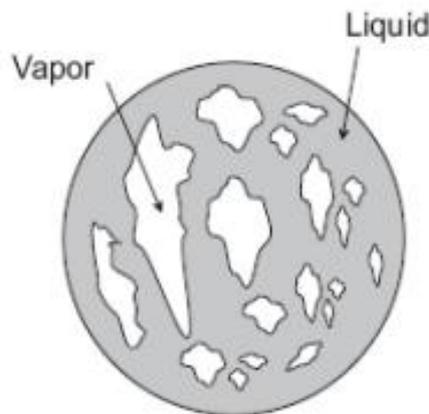


Figure I.1: section de taux de vide (Mecieb).

I.3.2 Les vitesses :

Selon [Khedache,2013], dans l'écoulement diphasique il y a un certain nombre de vitesses qui peut être défini. En outre, les phases n'aura pas la même vitesse et il y aura une vitesse relative entre elles.

I.3.2.1 La vitesse réelle :

La vitesse par laquelle les phases évoluent réellement le long de circuit. Elle est déterminée par les débits volumiques de l'air et du liquide s'est divisée par la section occupée par les phases respectives :

$$u_g = \frac{w_g}{\rho_g A_g} = \frac{Q_g}{A_g} = \frac{Gx}{\rho_g \alpha} \quad (4)$$

$$u_L = \frac{w_L}{\rho_L A_L} = \frac{Q_L}{A_L} = \frac{G(1-x)}{\rho_L(1-\alpha)} \quad (5)$$

I.3.2.2 La vitesse surfacique :

Si le débit volumique du liquide traversait la section totale, la vitesse serait ce qu'on appelle vitesse surfacique du liquide, la même définition s'applique au gaz :

$$G = \frac{W}{A} \quad (6)$$

$$j_g = \frac{Q_g}{A} = u_g \alpha = j\beta = \frac{Gx}{\rho_g} \quad (7)$$

$$j_L = \frac{Q_L}{A} = u_L(1-\alpha) = \frac{G(1-x)}{\rho_L} \quad (8)$$

I.3.2.3 La vitesse massique :

C'est le rapport du débit massique total à la section du passage de l'écoulement.

$$G = \frac{W}{A} = \rho u = \frac{u}{v} \quad (9)$$

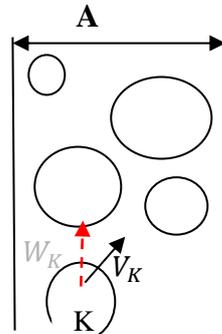


Figure I.2: La vitesse massique.

I.3.3 Le titre :

I.3.3.1 Le titre massique :

C'est le rapport du débit massique du gaz sur le débit massique du mélange.

$$x = \frac{M_G}{M_G + M_L} \quad (10)$$

M_G : Le débit massique du gaz

M_L : Le débit massique du liquide

I.3.3.2 Le titre volumique :

On appelle titre volumique le rapport du débit volumique de vapeur au débit volumique défini par [Khedache,2013] :

$$\beta = \frac{Q_G}{Q_G + Q_L} \quad (11)$$

Q_G : Le débit volumique du gaz

Q_L : Le débit volumique du liquide

I.4 Les régimes des écoulements diphasiques :

Dans une canalisation, les écoulements diphasiques peuvent opter différentes configurations physiques. Les modèles d'écoulement peuvent être détectés par différentes méthodes (observation directe ou par photographie dans la conduite transparente) ou bien par les méthodes d'indicateurs objectives (variations du taux de vide, variations de pression, les rayons X, les rayons gamma, la tomographie etc...). Cette configuration peut être pour les conduites horizontales comme pour les conduites verticales.

Les écoulements diphasiques gaz-liquide ou liquide-liquide peuvent apparaître dans différentes configurations topologiques. Ces configurations sont basées sur une description d'interface d'un « Système de flux », ou bien sur qu'on appelle les « cartes de flux ».

Lors d'un écoulement gaz-liquide à deux phases, l'interface entre ces deux phases peut être en nombreuses formes, et cela dépend de la vitesse de surface des deux phases représentant le débit volumique, dans les tableaux de fractions volumiques I.1, des propriétés physiques des phases ainsi que la géométrie du tube sont décrit.

La principale différence entre les systèmes à écoulement biphasé dans les canaux verticaux et horizontaux est la diversité des effets de la force de gravité. Dans les canalisations verticales, elle agit dans le même sens que la force d'inertie et la force visqueuse, tandis que dans la configuration horizontale, la force gravitationnelle agit selon la direction naturelle de l'axe du canal ; Cela s'interprète par l'émergence de la stratification des deux phases (BOUARAB,2011).

Fraction volumique du gaz	Écoulement horizontal	Écoulement vertical
la fraction volumique du gaz: $\alpha = 0$  la fraction volumique du gaz: $\alpha = 1$	À bulles (finely dispersed bubbly flow).	À bulles (finely dispersed bubbly flow).
	À poches (slug flow).	- disperse bubbly flow with nearwall void fraction maximum.
	Stratifiés (stratified flow with free surface (smooth, wavy..))	- disperse bubbly flow with breakup & coalescence.
	Annulaire (annular/ wallfilm flow).	- À poches (Taylor bubble).
	spray ou goutte (droplet flow)	- à forte coalescence (Churn flow).
		annulaire (annular/ wall film flow).
		spray ou goutte (droplet flow)

Tableau I.1: Les régimes d'écoulements dans une conduite horizontale et verticale dépendent de la fraction volumique [BOUARAB,2011].

I.4.1 Régime d'écoulement dans la conduite horizontale :

Pour l'écoulement diphasique dans un tube horizontal, différents modèles d'écoulement ont été rapportés dans la littérature. **Govier (1962)**, **Lin (1984)** et **Barnea et al (1980)** distinguent les modèles d'écoulement en quatre types comme le montre la **figure I.3**.

Flux à bulles, stratifié (lisse, ondulé), intermittent (poche, faux tampons et bouchons) et flux annulaire.

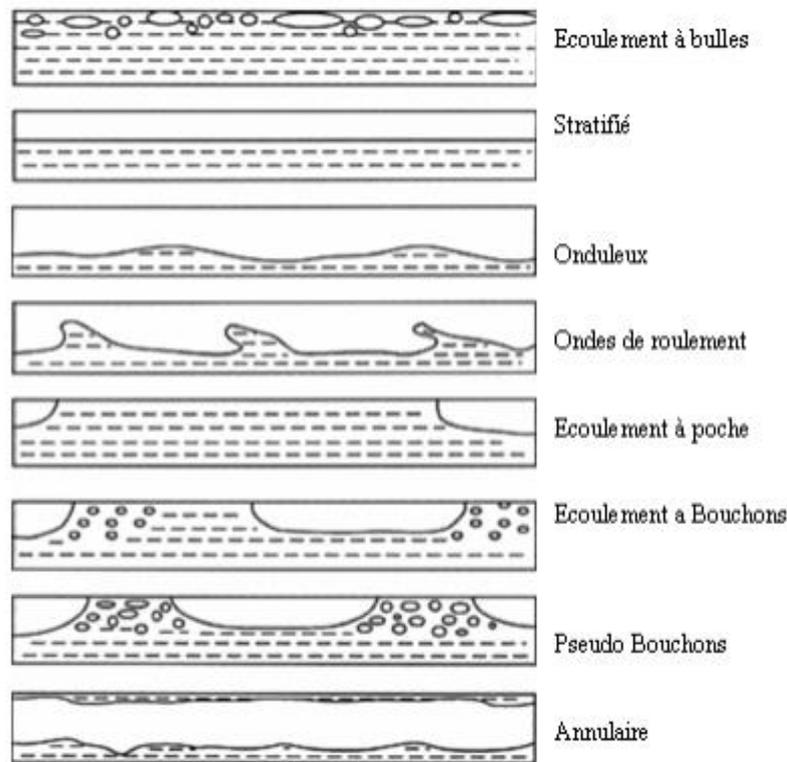


Figure I.3: les régimes d'écoulement pour un système gaz-liquide.

I.4.1.1 L'écoulement à bulles (Bubbly flow) :

De petites bulles séparées sont distribuées (généralement de taille uniforme) dans une phase liquide continue. Les bulles ont tendance à se déplacer en haut du tube. Lorsque la vitesse du gaz augmente, le nombre de bulles augmente jusqu'à ce que la section transversale du tube soit complètement remplie [Zitouni].

I.4.1.2 L'écoulement à poches de gaz (Plug flow) :

En écoulement de poche, la phase gazeuse se présente sous la forme de bulles allongées ou "bulles rectangulaires" (le nom est attribué à **Mandhane et al. (1974)**). Ces bulles, ou poches allongées, résultent de la fusion de plusieurs petites bulles. Il est transporté en phase liquide, là aussi en continu, principalement dans la partie supérieure du tube.

I.4.1.3 L'écoulement à bouchons (Slug flow) :

L'écoulement à bouchons a lieu lorsque des ondes instables à la surface du liquide croissent en amplitude jusqu'à ce qu'elles réussissent à bloquer entièrement la section droite de la conduite, pour former un bouchon. Ce bouchon est immédiatement accéléré par le gaz se trouvant derrière lui jusqu'à une vitesse moyenne stable.

Une augmentation supplémentaire de la vitesse d'un gaz ou d'un liquide crée des « ondes de roulement ». La vague est plus raide devant et s'enroule le long du tube. La combinaison de ces vagues de roulement crée des bouchons. Ceux-ci se composent de cinq régions, un film liquide stratifié devant le bouchon avec de petites bulles de gaz en haut, une zone de mélange, le corps du bouchon et la queue du bouchon (**Fig. I.4**).

À des vitesses de gaz plus élevées, des pseudo-bouchons se forment. Les fausses fiches ont une structure similaire aux prises. Les faux plugs sont plus courts et ont un état de mousse plus prononcé que le streaming plug-in [**Zitouni**].

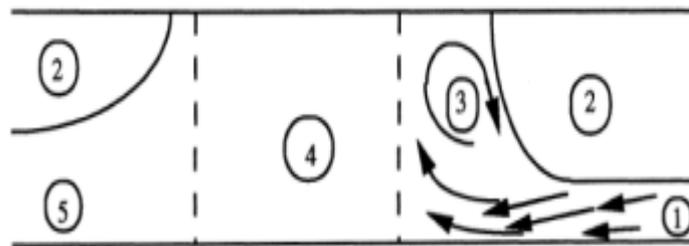


Figure I.4: L'écoulement à bouchons (**Zitouni**).

1. Film liquide
2. Bulles de gaz
3. Zone de mélange
4. Corps du bouchon
5. Queue du bouchon

I.4.1.4 L'écoulement stratifié (Stratified flow) :

Drainage du fluide vers le fond du tube où les forces gravitationnelles dominent. Il y a deux cas: dans le premier cas, l'interface entre les deux liquides est lisse, tandis que dans le second (également appelé flux ondulé) les ondes à l'interface se déplacent dans le sens de l'écoulement, sans jamais toucher la surface supérieure du tube. L'écoulement en couches est principalement observé dans les tubes horizontaux ou inclinés vers le bas. Il est également noté pour les écoulements inclinés vers le haut, et seulement pour une légère pente [**Zitouni**].

I.4.1.5 L'écoulement annulaire (Annular flow) :

Dans ce système d'écoulement, le liquide occupe le tube sur toute sa circonférence, tandis que le gaz se déplace à travers le cœur du tube tout en piégeant les gouttelettes de liquide. Tout comme

de petites bulles de gaz sont piégées dans la partie liquide. En raison de la gravité, le film liquide est plus épais au fond du tube [Zitouni].

I.4.2 Configuration des écoulements diphasiques dans les conduites verticales :

Pour les écoulements dans les conduites verticales, on distingue quatre régimes d'écoulement typiques à savoir : l'écoulement à bulles (bubble flow), l'écoulement à bouchons (slug flow), l'écoulement à forte coalescence (churn flow) et l'écoulement annulaire (annular flow) (Hewitt et Roberts, 1969 ; Matsui, 1984 ; Mishima et Ishii, 1984 et Spedding et Nguyen, 1980. Les configurations des écoulements ascendants dans les conduites verticales à différentes vitesses superficielles gaz-liquide sont illustrées par la (Figure I.5) :

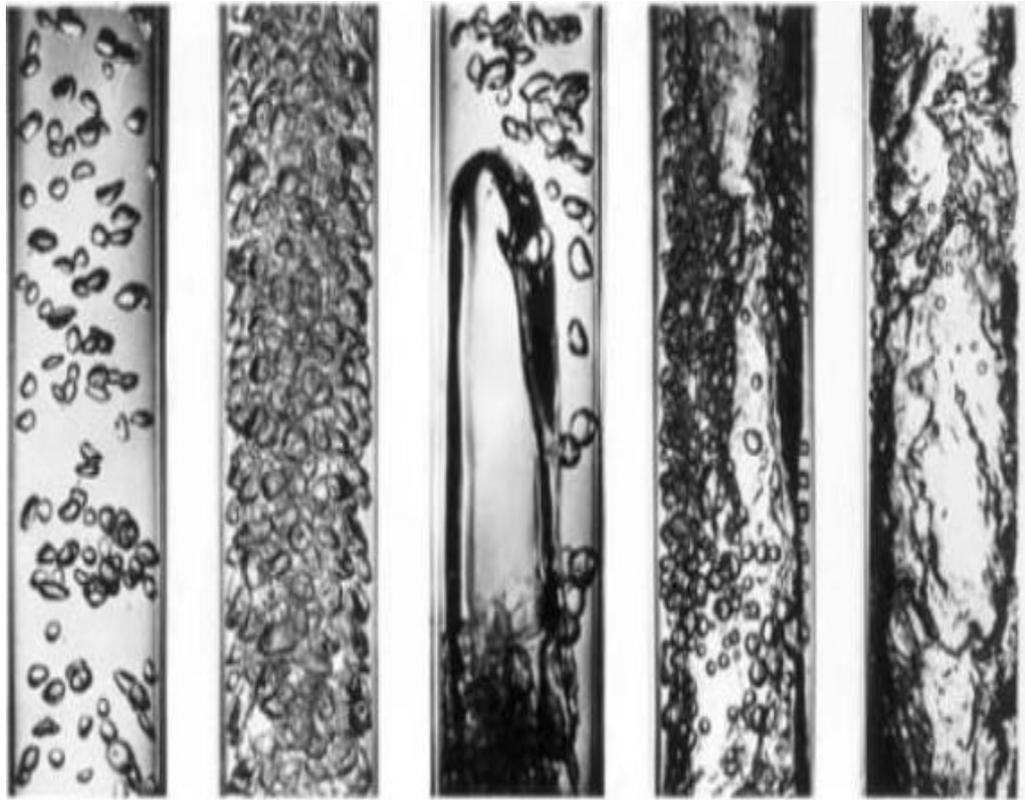


Figure I.5: photographies d'un écoulement co-courant ascendant liquide / gaz pour différents débits de gaz et de liquide illustrant différents régimes d'écoulement en conduite.

De gauche à droite : écoulement à bulles dispersées, à bulles agglomérées, à poches, pulsatile et annulaire dispersé [Ravelet,2014].

I.5 Les travaux précédant sur les écoulements diphasiques :

Sur la base du débit et ces paramètres en régime permanent ainsi que des propriétés physiques des deux phases, on détermine ce que l'on appelle des cartes (ou systèmes) de configuration qui livrent, pour des valeurs relativement précises des paramètres d'écoulement et l'état du point de fonctionnement. Ces cartes sont des représentations graphiques bidimensionnelles des domaines d'existence de différents systèmes. Les systèmes de coordonnées que vous spécifiez sont sélectionnés parmi les variables du flux en deux étapes. Celles-ci varient selon l'auteur.

Souvent, les paramètres utilisés sont ceux que l'expérimentateur utilise pour contrôler le débit, c'est-à-dire les vitesses de surface du liquide U_{LS} , du gaz U_{GS} ... etc. Les frontières entre les différents systèmes ne sont pas du tout bien définies et les zones de transition sont relativement larges, d'où la relative objectivité de ces cartes de flux.

Les résumés visuels de flux, constitués de déchets liquides non miscibles, sont principalement destinés aux tubes horizontaux et verticaux. Les critères topologiques permettent d'effectuer une classification descriptive de base pour distinguer les différentes configurations rencontrées. La plupart des critères sélectionnés ont une valeur universelle acceptable mais il existe des différences supplémentaires faites par certains auteurs [Barnea et Taitel].

I.5.1 Carte d'écoulement de Baker (1954) :

La première carte était la carte proposée par Baker (1954) de l'écoulement horizontal (**figure I.6**)

Les axes sont spécifiés en termes de λ et ψ ,

$$\lambda = \left(\frac{\rho_G \rho_L}{\rho_{air} \rho_{eau}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

$$\psi = \frac{\sigma_{air}}{\sigma} \left(\frac{\mu_L}{\mu_{eau}} \left[\frac{\rho_{eau}}{\rho_L} \right]^2 \right)^{\frac{1}{3}} \quad (17)$$

Car Becker's Map (1954) fonctionne bien pour les mélanges d'eau, d'air, d'huile et de gaz dans Tuyaux de petit diamètre, $d \leq 50$ mm.

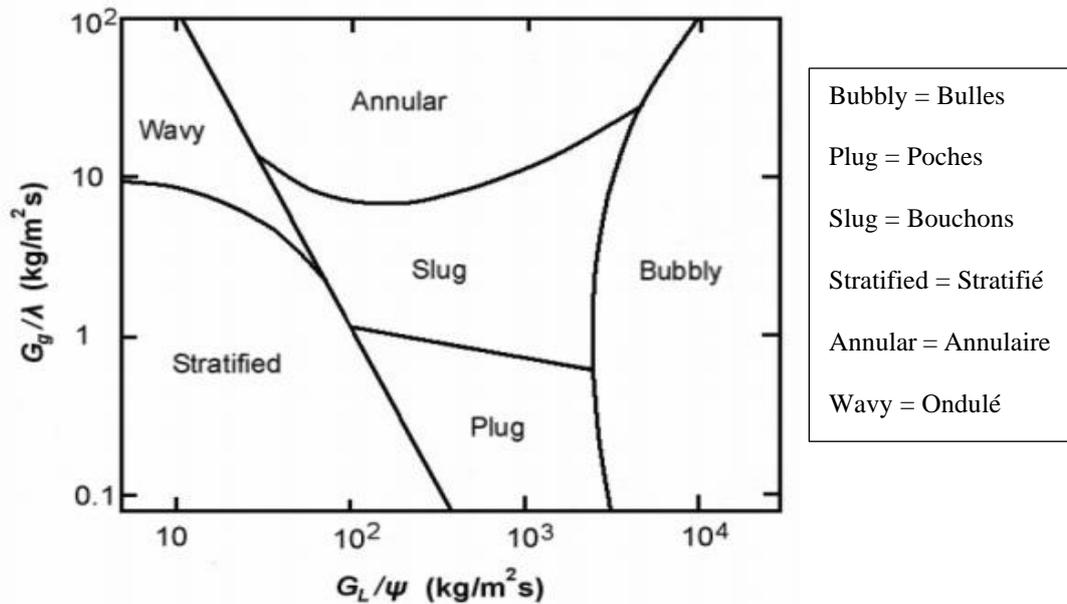


Figure I.6: Carte d'écoulement de **Baker (1954)** pour écoulement horizontal avec $\rho_{\text{eau}}=1000 \text{ kg/m}^3$, $\rho_{\text{air}}=1.23 \text{ kg/m}^3$, $\mu_{\text{air}}=10\text{e-}3 \text{ Ns/m}^2$ et $\mu_{\text{eau}}=0.072 \text{ N/m}$. [3].

I.5.2 Carte d'écoulement de Title et Dockler (1976) :

Title et Dockler (1976) ont détaillé un modèle physique simple pour prédire les transitions entre les systèmes d'écoulement diphasique dans des canaux horizontaux et légèrement inclinés. Leur étude est la première tentative d'exposer une carte d'écoulement. Il coule sans recourir exclusivement à des observations expérimentales [bessaad,2011].

Sur la base des concepts physiques simples, **Titel et Dockler (1976)** ont établi des normes traitant le comportement des flux aux frontières entre deux systèmes. Ce modèle a été validé par des résultats expérimentaux qui tiennent compte à la fois les propriétés du fluide et les dimensions ainsi la pente du tube.

Titel et Dockler (1976) comparent les régimes d'écoulement suivant : stratifié lisse (stratified smooth : SS), stratifié ondulé (stratified wavy : SW), intermittent (I), bulles dispersées (dispersed bubble : DB), et annulaire (annular : A). Le régime intermittent inclut aussi bien l'écoulement à bouchons que l'écoulement à poches. La figure suivante (Figure I.3) montre la carte obtenue par [Taitel et Dukler (1976)].

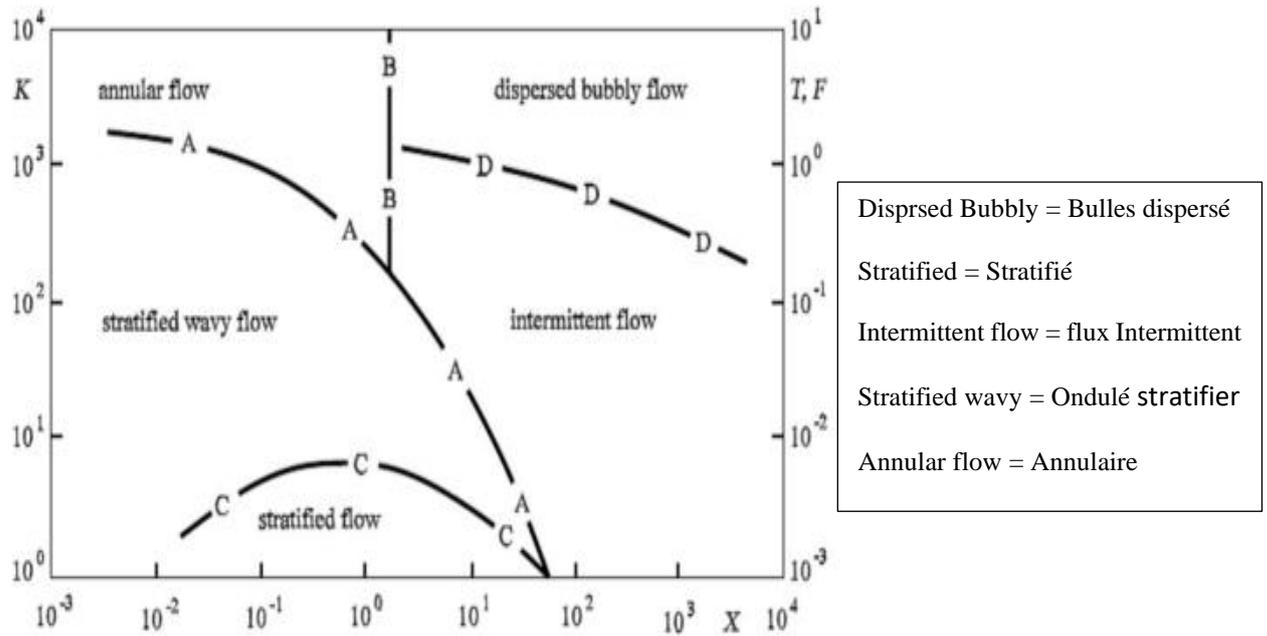


Figure I.7: Carte des différents régimes d'un écoulement diphasique dans une conduite horizontale (**Taitel et Dukler**).

I.5.3 Carte d'écoulement de Mandhane :

Mandhane, Gregory et Aziz (1974) ont récolté environ 6000 observations de modèles d'écoulement à deux étages (air-eau) dans des tuyaux horizontaux. Après avoir examiné cette grande base de données, 1178 observations ont été conservées pour produire ce qui a été convenu comme la carte la plus appropriée pour décrire l'écoulement diphasique dans les tubes horizontaux (Fig. I.8). Ainsi, la large utilisation de cette carte qui couvre une très vaste plage de valeurs de paramètres de débit, comme indiqué dans le tableau ci-dessous.

Parameters	Gamme de variation
Diamètre de la conduite (d)	12.7 — 165.1 mm
Masse volumique du liquide (ρ_L)	705 — 1009 kg/m ³
Masse volumique du gaz (ρ_G)	0.80 — 50.5 kg/m ³
Viscosité dynamique du liquide	0.3×10^{-3} — 90×10^{-3} Pa.s
Viscosité dynamique du gaz (μ_G)	1×10^{-5} - 2.2×10^{-5} Pa.s
Tension superficielle (σ)	24 — 103 mN/m
Vitesse superficielle liquide J_L	0.09 — 7.31 m/s
Vitesse superficielle gaz J_g	0.04 — 171 m/s

Tableau I.2: Paramètres et champ de validité de **Mandhane** .

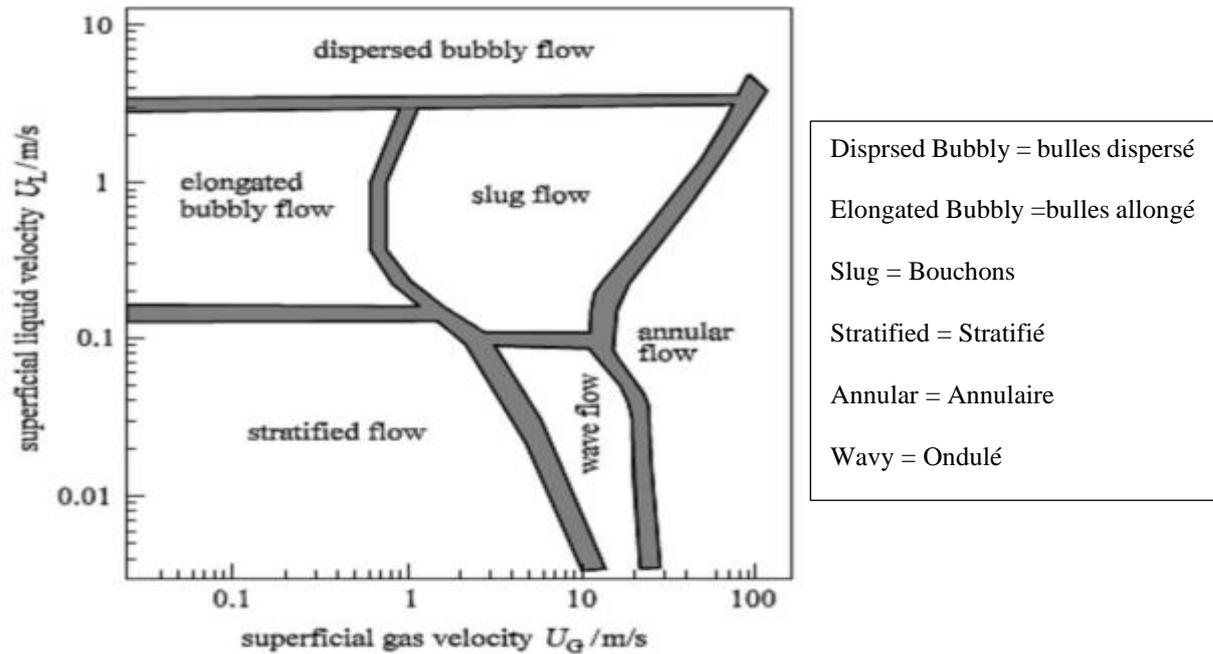


Figure I.8: Carte d'écoulement de **Mandhane** pour un écoulement horizontal.

Conclusion

Ce chapitre est consacré à l'étude fondamentale des écoulements diphasiques afin d'appréhender leur fonctionnement. Dans un écoulement diphasique, les calculs et les descriptions sont réalisés pour une configuration d'écoulement spécifique. Ces configurations reposent sur un type de description d'interface appelé « régime d'écoulement », qui peut être planifié à l'aide des cartes d'écoulement.

Chapitre 02

Modélisation mathématique de
l'écoulement et méthode numérique

Introduction

Dans ce chapitre nous engendrons toutes les équations de base nécessaires à la modélisation de flux en deux étapes (écoulement diphasique). Après avoir déterminé les bilans globaux instantanés d'un volume de contrôle biphasé, nous les transformerons pour en déduire les équations locales instantanées.

L'établissement des équations de conservation généralisées pour l'écoulement diphasique nécessite la connaissance des équations de conservation généralisées pour l'écoulement monophasique, ainsi que des conditions de saut au niveau de l'interface. La résolution de ces équations mathématiques nécessite l'utilisation des méthodes numériques adoptées.

II.1 Les équations de base d'un écoulement monophasique :

Les équations locales simultanées ci-dessous, tirées d'échelles globales, expriment le principe de base de conservation et de développement dans le cas d'écoulement monophasé, tels que :

- Bilan de masse.
- Bilan de quantité de mouvement.
- Bilan d'énergie. [Aliouat et al,2015].

II.1.1 Les bilans de masse :

Les bilans de masse sont retenus du principe de la conservation de masse. Ce principe stipule que la masse du volume d'une substance est constante. Pour le volume d'une substance $V_m(t)$, il se traduit mathématiquement par (Aliouat et al,2015) :

$$\frac{D}{Dt} \int_v \rho \cdot dv = \int_v \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \cdot \vec{V}) \right) \cdot dv = 0 \quad (18)$$

Le bilan de masse nous donne l'équation de continuité écrite sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \overrightarrow{\text{div}}(\rho \cdot \vec{V}) = 0 \quad (19)$$

II.1.2 Bilan de quantité de mouvement :

Le principe de base de la quantité de mouvement est exprimé par rapport au volume d'un matériau et indique que la variance de la quantité de mouvement linéaire du volume du matériau est égale à la somme du volume et des forces de contact appliquées à ce volume. Se traduit par :

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m(t)} \rho \mathbf{v} dV = \int_{S_m(t)} \mathbf{n} \cdot \mathbb{T} dS + \int_{V_m(t)} \rho \mathbf{F} dV \quad (20)$$

Où

\mathbf{v} : est la vitesse du fluide.

\mathbb{T} : est le tenseur des contraintes.

\mathbf{F} : représente les forces de volume. Le principe fondamental de la dynamique est relatif au torseur des efforts et comprend également.

L'écriture locale du bilan de quantité de mouvement est donnée par l'équation ci-dessous [Aliouat et al,2015] :

$$\frac{\partial \rho \cdot \vec{v}}{\partial \rho} + \operatorname{div}(\rho \vec{V} \cdot \vec{V}) - \rho \cdot \vec{f} - \operatorname{div}(\vec{T}) = 0 \quad (21)$$

II.1.3 Bilan d'énergie :

Le premier principe de la thermodynamique exprime la relation entre le travail et la chaleur. Il indique que la variance énergétique totale du volume d'un matériau, c'est-à-dire la somme de l'énergie interne u et de l'énergie cinétique $\frac{1}{2}v^2$, où v est le coefficient de vitesse, est égale à la puissance des appliques et à la puissance thermique portée au volume du matériau.

Dans la suite, on ne prend pas en compte l'existence de sources de chaleur volumétrique telles que celles résultant du chauffage direct d'un liquide par effet Joule ou résultant de l'absorption de radiation. Le seul flux thermique provient de la surface du matériau $S_m(t)$ dans ces conditions [herve,2006].

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m(t)} \rho \left(u + \frac{1}{2} v^2 \right) dV = \int_{S_m(t)} (\mathbf{n} \cdot \mathbb{T}) \cdot \mathbf{v} dS + \int_{V_m(t)} \rho \mathbf{F} \cdot \mathbf{v} dV - \int_{S_m(t)} \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} dS \quad (22)$$

Où

u : l'énergie interne du fluide.

\mathbf{q} : est le flux de chaleur.

Où le signe moins rappelle que la normale à S est dirigée vers l'extérieur de V .

II.2 Les équations de base d'un écoulement diphasique :

Les équations décrivant les écoulements diphasiques gaz et liquide sont habituellement construites : on écrit les bilans de masse, impulsion et énergie totale pour un volume de contrôle constitué de deux sous-volumes appartenant respectivement aux phases gaz et liquide,

L'application de la règle de Leibnitz et le théorème de Gauss nous permet l'établissement d'équations locales contenues pour l'intégrale de volume de chaque phase. Pour les équations locales contenues dans l'intégrale de surface, elles sont obtenues à l'aide des conditions d'interface sur les grandeurs locales spécifiés à chaque phase de part et d'autre de chaque interface.

Dans le cas de l'écoulement dans la tuyauterie, le processus de calcul du temps moyen est généralement appliqué aux équations simultanées.

Considérons le volume de $V_m(t)$ à travers lequel une surface de discontinuité $A_i(t)$ n'est pas nécessairement une substance (Fig. II.1). Le volume du matériau est constitué de l'union des deux volumes contenant chaque phase, $V_m(t) = V_1(t) \cup V_2(t)$ et confiné à la surface du matériau $S_m(t) = A_1(t) \cup A_2(t)$. Puis :

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m(t)} f dV = \int_{V_m(t)} \frac{\partial f}{\partial t} dV + \int_{S_m(t)} f \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS + \int_{A_i(t)} (f_1 \mathbf{v}_{A_i} \cdot \mathbf{n}_1 + f_2 \mathbf{v}_{A_i} \cdot \mathbf{n}_2) dS \quad (23)$$

où

- f_1 et f_2 sont respectivement les valeurs de f de part et d'autre de la discontinuité
- \mathbf{n}_k , $k = 1, 2$, est la normale à la surface de discontinuité $A_i(t)$ orientée vers l'extérieur de $V_k(t)$ et $V_A(t)$.
- \mathbf{n} est la vitesse géométrique de déplacement de l'interface $A_i(t)$.

Cette identité est une conséquence directe de la règle de Leibniz appliquée respectivement aux volumes $V_1(t)$ et $V_2(t)$. On obtient, indiquant que \mathbf{V}_k est lié aux surfaces A_k et A_i de V_1 , [herve,2006].

$$\frac{d}{dt} \int_{V_1(t)} f dV = \int_{V_1(t)} \frac{\partial f}{\partial t} dV + \int_{A_1(t)} f \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS + \int_{A_i(t)} f_1 \mathbf{v}_{A_i} \cdot \mathbf{n}_1 dS \quad (24)$$

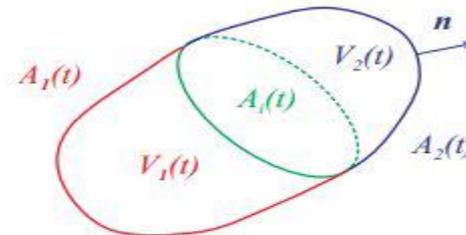


Figure II. 1: Volume matériel comprenant une interface considérée comme une surface de discontinuité. Les bilans de masse, de quantité de mouvement, d'énergie totale et d'entropie sont écrits pour ce volume. [Herve,2006]

Puis sur V_2 on a

$$\frac{d}{dt} \int_{V_2(t)} f dV = \int_{V_2(t)} \frac{\partial f}{\partial t} dV + \int_{A_2(t)} f \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS + \int_{A_i(t)} f_2 \mathbf{v}_{A_i} \cdot \mathbf{n}_2 dS \quad (25)$$

En ajoutant les (24) et (25) nous prouvons extension de la règle de Leibniz (23)

De plus, en appliquant successivement le théorème de Gauss au volumes V_1 puis V_2 a la fonction $f \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}$, on a, pour le premier volume :

$$\int_{A_1(t)} f \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS = \int_{V_1(t)} \nabla \cdot (f \mathbf{v}) dV - \int_{A_i(t)} f \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS \quad (26)$$

En remplaçant cette expression dans (24) et l'expression équivalente pour V_2 dans (25), nous obtenons l'identité suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{V_m(t)} f dV &= \sum_{k=1,2} \int_{V_k(t)} \left(\frac{\partial f_k}{\partial t} + \nabla \cdot (f_k \mathbf{v}_k) \right) dV \\ &\quad - \sum_{k=1,2} \int_{A_i(t)} f_k (\mathbf{v}_k - \mathbf{v}_{A_i}) \cdot \mathbf{n}_k dS. \end{aligned} \quad (27)$$

II.2.1 Bilan de masse :

La variation de masse du volume diphasique matériel de la figure II.1 est nulle (18). En appliquant l'identité (27), on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{V_m(t)} \rho dV &= \\ \sum_{k=1,2} \int_{V_k(t)} \left(\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k \mathbf{v}_k) \right) dV &- \int_{A_i(t)} \left(\sum_{k=1,2} \rho_k (\mathbf{v}_k - \mathbf{v}_{A_i}) \cdot \mathbf{n}_k \right) dS = 0 \end{aligned} \quad (28)$$

II.2.2 Bilan de quantité de mouvement :

La variance de la quantité de mouvement du volume de matériau à deux phases sur la figure II.1 est égale à la somme du volume et des forces de surface appliquées à ce champ (19). En appliquant l'identité (27) on obtient [Herve,2006]:

$$\begin{aligned}
 & \frac{d}{dt} \int_{V_m(t)} \rho \mathbf{v} dV = \\
 \sum_{k=1,2} \int_{V_k(t)} & \left(\frac{\partial \rho_k \mathbf{v}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k \mathbf{v}_k \mathbf{v}_k) \right) dV - \sum_{k=1,2} \int_{A_i(t)} \rho_k \mathbf{v}_k (\mathbf{v}_k - \mathbf{v}_{A_i}) \cdot \mathbf{n}_k dS \quad (29) \\
 & = \sum_{k=1,2} \int_{A_k(t)} \mathbf{n}_k \cdot \mathbb{T}_k dS + \sum_{k=1,2} \int_{V_k(t)} \rho_k \mathbf{F}_k dV
 \end{aligned}$$

Par souci de simplicité, l'effet des tensions superficielles n'a pas été pris en compte. La prise en compte de la tension superficielle a été décrite par Delhaye (1974). En appliquant la théorie Gauss avec l'intégrale des contraintes sur A1 puis A2, on obtient :

$$\begin{aligned}
 & \sum_{k=1,2} \int_{V_k(t)} \left(\frac{\partial \rho_k \mathbf{v}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k \mathbf{v}_k \mathbf{v}_k) - \nabla \cdot \mathbb{T}_k - \rho_k \mathbf{F}_k \right) dV \\
 & - \int_{A_i(t)} \left(\sum_{k=1,2} \rho_k \mathbf{v}_k (\mathbf{v}_k - \mathbf{v}_{A_i}) \cdot \mathbf{n}_k - \mathbf{n}_k \cdot \mathbb{T}_k \right) dS = 0 \quad (30)
 \end{aligned}$$

II.2.3 Le bilan d'énergie totale :

La variation de l'énergie totale (énergie interne et énergie cinétique) du volume de matériau biphasé de la figure II.1 est égale à la somme de la force volumique et des forces de surface appliquées à ce champ et de l'énergie thermique apportée dans le volume de contrôle (22) [8]. En appliquant l'identité (27) on obtient :

$$\begin{aligned}
 & \frac{d}{dt} \int_{V_m(t)} \rho \left(u + \frac{1}{2} v^2 \right) dV = \\
 \sum_{k=1,2} \int_{V_k(t)} & \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \rho_k \left(u_k + \frac{1}{2} v_k^2 \right) + \nabla \cdot \rho_k \mathbf{v}_k \left(u_k + \frac{1}{2} v_k^2 \right) \right\} dV \\
 & - \sum_{k=1,2} \int_{A_i(t)} \rho_k \left(u_k + \frac{1}{2} v_k^2 \right) (\mathbf{v}_k - \mathbf{v}_{A_i}) \cdot \mathbf{n}_k dS \\
 & = \sum_{k=1,2} \int_{A_k(t)} (\mathbf{n}_k \cdot \mathbb{T}_k) \cdot \mathbf{v}_k dS + \sum_{k=1,2} \int_{V_k(t)} \rho_k \mathbf{F}_k \cdot \mathbf{v}_k dV \quad (31) \\
 & - \sum_{k=1,2} \int_{V_k(t)} \mathbf{q}_k \cdot \mathbf{n}_k dV
 \end{aligned}$$

En appliquant le théorème de Gauss aux intégrales de surface liées au flux thermique et à la force des contraintes sur A1 et A2, on obtient :

$$\sum_{k=1,2} \int_{V_k(t)} \left(\frac{\partial}{\partial t} \rho_k \left(u_k + \frac{1}{2} v_k^2 \right) + \nabla \cdot \rho_k \mathbf{v}_k \left(u_k + \frac{1}{2} v_k^2 \right) - \nabla \cdot (\mathbb{T}_k \cdot \mathbf{v}_k) - \rho_k \mathbf{F}_k \cdot \mathbf{v}_k + \nabla \cdot \mathbf{q}_k \right) dV - \int_{A_i(t)} \left(\sum_{k=1,2} \rho_k \left(u_k + \frac{1}{2} v_k^2 \right) (\mathbf{v}_k - \mathbf{v}_{A_i}) \cdot \mathbf{n}_k - \mathbf{n}_k \cdot (\mathbb{T}_k \cdot \mathbf{v}_k) + \mathbf{q}_k \cdot \mathbf{n}_k \right) dS = 0 \quad (32)$$

II.3 Les modelés des écoulements diphasiques :

Le terme modèle indique un système d'équations décrivant une certaine représentation de l'écoulement diphasique. Le choix d'un modèle est principalement un choix des propriétés géométriques et des propriétés cinématique ou des propriétés thermiques.

Les premiers modèles utilisés en écoulement diphasique étaient des modèles où certaines parties de la solution étaient exigé. Cependant, les applications est devenu de plus en plus complexes de ces écoulements ce qui amène une forte impulsion à la recherche pour les modèles non sélectifs. Il existe quatre modèles bases sur des profils de vitesse imposes, ainsi que d'autres modèles.

II.3.1 Le modèle homogène :

Le modèle à une dimension et à une vitesse est le plus simple, il traite le mélange diphasique gaz-liquide comme un pseudo fluide monophasique dont les propriétés sont les moyennes du mélange obéissant aux lois d'un écoulement monophasique. Donc on reprend l'expression de la chute de pression en monophasique en remplaçant ρ par ρ_m

$$\Delta P_S = \frac{G^2}{\rho_m} \sigma (1 - \sigma) \quad (33)$$

Avec

$$\frac{1}{\rho_m} = \frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_l} \quad (34)$$

Il est à noter que ce modèle est peu utile car il considère un frottement minimal sur la paroi. En revanche, dans ce modèle, le taux de vide ne semble pas avoir d'effet sur la perte de charge singulière [Zitouni].

II.3.2 Le modèle de Romie 1958 :

Romy a calculé la perte de charge singulière sur la base des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Ce modèle rapporté par Lottes (1961) semble être plus précis et plus fiable que tous les autres modèles qui ne prennent pas en compte le frottement des parois. L'écriture de l'équation de moment dans le cas d'un écoulement diphasique passant par une

amplitude brusque

donne :

$$\Delta P_S = \sigma G_1^2 \left(\left(\frac{(1-x)^2}{(1-\alpha_1)\rho_l} + \frac{x^2}{\alpha_1\rho_g} \right) - \sigma \left(\frac{(1-x)^2}{(1-\alpha_2)\rho_l} + \frac{x^2}{\alpha_2\rho_g} \right) \right) \quad (35)$$

Avec $x = x_1 = x_2$

Suleman (1990) a montré que ce modèle représente des écarts importants par rapport à ses données expérimentales. Ces écarts peuvent être aussi faibles que $\pm 30\%$ Quant à Lotus (1960), après comparaison avec ses autres prédictions et données expérimentales, il a confirmé que ce modèle était le plus précis de tous. Il a également montré que cela a été vérifié à moins 10% [Zitouni].

II.3.3 Modèle de Richardson (1958) :

Richardson (1958) a étudié expérimentalement les écoulements diphasiques air-eau en deux étapes dans une expansion abrupte constituée de canaux rectangulaires horizontaux où le rapport des sections est σ varie de 0,125 à 0,5 . Si ΔP_S Elle est proportionnelle aux énergies cinétiques des phases, alors en négligeant la vitesse du gaz, et la perte d'énergie cinétique ΔKE_p est :

$$\Delta P_S = \frac{1}{2} (1 - \sigma^2) G_1^2 \left(\frac{\sigma(1-x)^2}{(1-\alpha)\rho_l} \right) \quad (36)$$

Ce modèle, insensible au frottement de paroi, considère que le taux de vide total reste constant en amont et en aval pour se dilater. **Wadle (1989)** a montré que l'insensibilité au frottement rend ce modèle imprécis. Il a également confirmé que l'écart moyen entre ses données expérimentales et celles fournies par ce modèle peut aller jusqu'à 90%.

II.3.4 Modèle de Lottes (1960) :

Dans son modèle de calcul d'une chute de pression individuelle dans un écoulement diphasique, **Lottes (1960)** a supposé que toute cette diminution se produisait en phase liquide. Le bilan de la quantité de mouvement donne :

$$\Delta P_S = \frac{1}{2} (1 - \sigma) G_1^2 \left(\frac{1}{(1-\alpha)^2 \rho_l} \right) \quad (37)$$

Wadle (1989) a montré que ce modèle a été vérifié avec un écart moyen de 30% qui peut atteindre 200% dans certains cas.

II.3.5 Modèle de Chisholm et Sutherland (1969) :

L'étude de Chisholm et Sutherland (1969), toujours basée sur les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, a été menée dans le but de déterminer la chute de pression individuelle. Ce dernier est donné d'après Chisholm et Sutherland (1969) avec l'expression suivante [Zitouni] :

$$\Delta p_S = \sigma(1 - \sigma)^2 G_1^2 (1 - x)^2 \left(1 + \frac{c}{\chi_m} + \frac{1}{\chi_m^2}\right) \frac{1}{\rho_l} \quad (38)$$

Ou

$$\chi_m = \frac{1-x}{x} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0.5} \quad (39)$$

$G_1 = \rho_l \bar{V}_{l1}$: vitesse massique

$$c = \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l}\right)^{0.5}\right) \left(\left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0.5} + \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0.5}\right) \quad (40)$$

II.3.6 Modèle de Wadle (1989) :

Wadle (1989) a proposé une nouvelle formule pour la chute de pression singulière dans un élargissement brusque, basée sur les vitesses superficielles des deux phases air-eau. Cette formule est donnée par :

$$\Delta P_S = \frac{1}{2} \sigma(1 - \sigma^2) G_1^2 K \left(\frac{(1-x^2)}{\rho_l} + \frac{x^2}{\rho_g}\right) \quad (41)$$

Où $K = \frac{2}{3}$ est un coefficient déterminé expérimentalement.

Cette prédiction est trois fois plus grande que la chute de pression singulière expérimentale selon Suleman (1990) [Wadle,1989].

II.3.7 Modèle de Suleman (1990) :

Après avoir analysé divers modèles de calcul de la perte de charge, Solomon (1990) a constaté que dans tous ces modèles, le frottement des parois était négligé. Ce qui contredit les résultats expérimentaux obtenus. Par conséquent, le modèle de Romie (1958) semble être le plus approprié pour calculer la perte de charge lors de la dilatation. Par ici, Pour adapter ce modèle à des écoulements à deux étages, Solomon (1990) introduit un terme relatif au frottement de paroi. D'où une nouvelle expression pour prédire une seule perte de charge [Zitouni]:

$$\Delta p_s = \Delta p_{\text{Romie}} + \Delta p_{\text{frot}} \quad (42)$$

Avec

$$\Delta p_{f \text{ frut}} = \Delta p_{f(x=l_b)} = p(0) - p(l_0) = \frac{-2l_0}{R_2} \tau = 2(1 - \sigma^{1/2}) \frac{l_0}{h\tau} \quad (43)$$

Le coefficient de chute de pression K_s s'écrit

$$K_s = \frac{\Delta p_s}{\frac{1}{2}\rho_l U_l} = \frac{\Delta p_{\text{Romie}}}{\frac{1}{2}\rho_l U_l} + 2(1 - \sigma^{1/2}) \zeta_0 \frac{\tau}{\frac{1}{2}\rho_l U_l} \quad (44)$$

Avec $\zeta_0 = \frac{l_0}{h}$

Notons que le terme correctif du coefficient de chute de pression singulière (dû au frottement pariétal) est important. Il contribue à hauteur de 25 à 30 %, à la chute de pression dans la singularité.

II.3.8 Modèle de Ahmed et al. (2007) :

Dans ce modèle, les équations de conservation pour la masse et la quantité de mouvement sont appliquées au volume de contrôle (V). En supposant qu'il n'y a pas de transmission de masse entre les deux phases, et que la vitesse et la pression sont uniformes pour chaque phase dans un segment droit, le modèle donne la perte de charge suivante [Ahmed et al,2007] :

$$\Delta P_s = \rho_l V_0^2 \sigma \left[(1-x)^2 \left(\frac{1}{1-\alpha_1} - \frac{\sigma}{1-\alpha_2} \right) + x^2 \frac{\rho_l}{\rho_g} \left(\frac{1}{\alpha_1} - \frac{\sigma}{\alpha_2} \right) \right] - (P_1 - P_0)(1 - \sigma) - \frac{4}{D_2} \left(\int_0^{L_d} \tau_d(z) \cdot dz - \tau_{fD} L_d \right) \quad (45)$$

Avec

$$P_0 = \frac{\int_{d/2}^{D/2} P_W(r) \cdot 2\pi r \cdot dr}{(A_2 - A_1)} \quad (46)$$

Où

P_0 : La pression moyenne à la paroi dans l'élargissement.

P_W : La pression en aval de l'élargissement.

V_0 : la vitesse d'entrée supposant que l'écoulement est entièrement du liquide.

II.4 Méthodes numériques :

En raison de la complexité des équations régissant les problèmes de la mécanique de fluide (équation de continuité, quantité de mouvement et énergie), la plupart des phénomènes physiques gouvernés par des équations différentielles partielles telles que le transfert de masse et de la

chaleur sont résolues par des méthodes numériques, car le non linéarité de ces équations et rend leur résolution difficile par les méthodes analytiques.

Il existe plusieurs méthodes numériques ont été envisagées pour résoudre les équations différentielles avec des dérivées partielles, à savoir :

- Méthodes des éléments finis (MEF).
- Méthodes des différences finies (MDF).
- Méthodes des volumes finies (MVF).

II.4.1 Méthode des volumes finis :

La méthode des volumes finis est largement décrite et introduite dans la majorité des codes du calcul numérique, elle est bien adaptée pour les écoulements tridimensionnels. Sa grande simplicité de mise lui a donné un essor depuis les années 1970-1980. L'avantage de la résolution par la méthode de volumes finis demeure dans l'intelligibilité de la discrétisation du domaine d'écoulement, ainsi que dans le caractère conservatif des équations, (tout ce qui sort d'un volume de contrôle entre dans l'autre).

Le domaine de calcul est divisé en un nombre fini de sous domaines élémentaires appelé volume de contrôle, enveloppant tout le domaine de calcul sans chevauchement, de telle manière que leur somme doit être égale exactement au volume de calcul.

Le volume de contrôle contient un nœud dit "nœud principal" et noté « P » positionné au centre et entouré par les nœuds des volumes voisins suivant les six faces (North, South, West, East, Top et Bottom).

La méthode des volumes finis consiste à intégrer les équations aux dérivées partielles, sur chaque volume de contrôle puis à transformer certaines intégrales de volume en intégrales de surface par le théorème d'Ostrogorski. Les lois de conservation dans cette méthode, sont exprimées localement sous une forme intégrale. Le résultat de cette méthode est de convertir l'équation différentielle générale en système d'équations algébriques en posant en relation les valeurs des variables considérées Φ aux points nodaux adjacents d'un volume de contrôle typique [Kimouche,2012].

Le flux considéré est complètement turbulent et le fluide est newtonien avec des propriétés thermo-physiques constantes. Les équations pour le mouvement moyen et volatil sont déduites des équations de conservation pour la masse, la quantité de mouvement et l'énergie, ainsi que les deux équations du modèle de perturbation sont prises en charge. Ces équations peuvent être écrites dans la formule conservatrice générale suivante (53) nécessaire pour utiliser la méthode des volumes finis :

$$\text{div}(\rho\Phi\vec{V}) = \text{div} \Gamma_\phi \text{grad} \vec{\Phi} + S_\phi \quad (53)$$

$$S_\phi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} (\rho r U \Phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} (\rho r V \Phi) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left(r \Gamma_\phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y} \left(r \Gamma_\phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) \quad (54)$$

où $\Phi = U, V, P, k, \varepsilon$

Γ_0 et S sont déterminés pour chacune des variables.

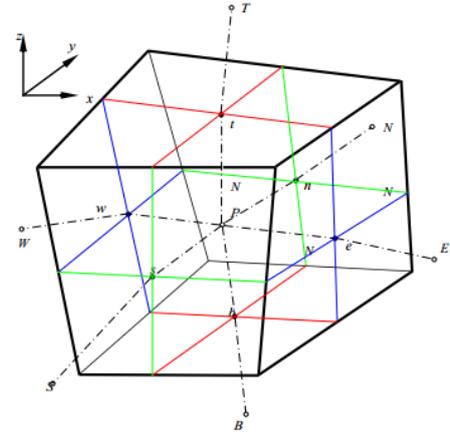
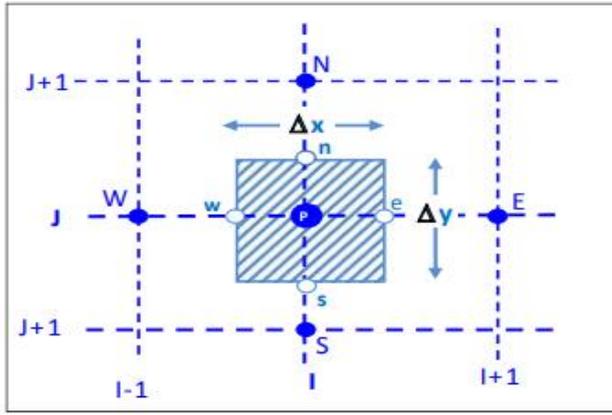


Figure II. 2: Volume de contrôle dans un maillage [Kimouche,2012].

Les équations axisymétriques en coordonnées cylindriques (x, y) qui définissent ce type d'écoulement sont:

- **La masse :**

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial x} (r\rho U) + \frac{\partial}{\partial r} (r\rho V) \right] = 0 \quad (55)$$

- **La quantité de mouvement :**

Suivant la direction x :

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial x} (r d^2) + \frac{\partial}{\partial r} (r dV) \right] = \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(r \mu_{ff} \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{ff} \frac{\partial U}{\partial r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{ff} \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{ff} \frac{\partial U}{\partial r} \right) \quad (56)$$

Suivant la direction r :

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial x} (r\rho V) + \frac{\partial}{\partial t} (rd^2) \right] = \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(r\mu_\psi \frac{\partial}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left(r\mu_t \frac{\partial}{\partial t} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_\phi \frac{\partial u}{\partial t} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\mu_t \frac{\partial}{\partial t} \right) - 2\mu_\sigma \frac{V}{r^2} \quad (57)$$

• **L'énergie :**

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial x} (r\rho UT) + \frac{\partial}{\partial r} (r\rho VT) \right] = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(r \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_r}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_r}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right] \quad (58)$$

La décomposition de Reynolds appliquée aux équations de Navier-Stokes et d'énergie donne lieu à de nouvelles inconnues du problème. Par conséquent, le nombre d'inconnues est supérieur au nombre d'équations disponibles, donc le système d'équations est ouvert (problème de fermeture). Les approches à ce problème incluent la fermeture des hypothèses par les modèles de turbulence [Kimouche,2012].

II.5 Modèles de la turbulence :

Les écoulements turbulents sont des écoulements fortement chaotiques car le terme convectif non linéaire y est prépondérant devant le terme de viscosité. Un écoulement turbulent peut être caractérisé par quelques propriétés : c'est un phénomène tridimensionnel, irrégulier dans l'espace et le temps, rationnelle, diffusant fortement toute quantité transportée, et dissipant de façon importante l'énergie cinétique en énergie interne. Il n'est plus possible de prédire la vitesse et la température d'un élément de fluide à un instant donné, seules leurs valeurs moyennes peuvent être connues, avec les propriétés statistiques de leurs fluctuations.

Il existe trois principales méthodes de modélisation d'un écoulement turbulent :

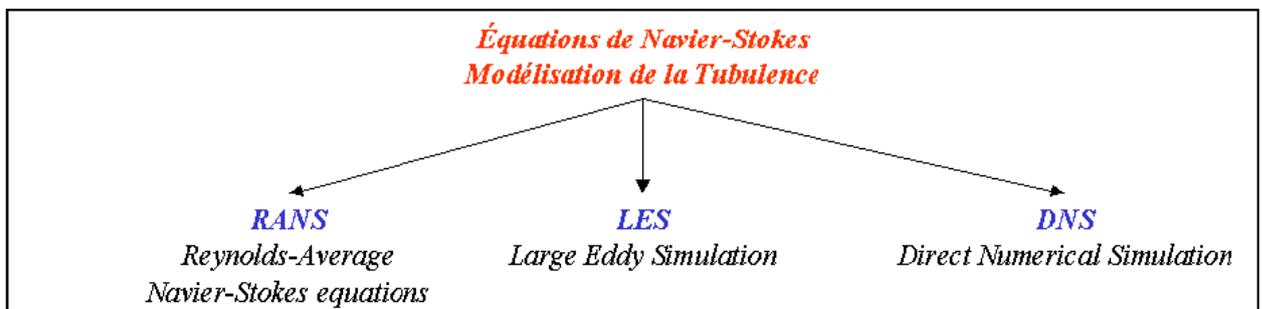


Figure II. 3: modèles de la turbulence.

II.6 Les problèmes de fermeture des équations :

La décomposition de Reynolds dans les équations de Navier - Stocks a permis de trouver un certain nombre d'équations pour les inconnues du problème. Cependant, à chaque étape, on introduit des Inconnues supplémentaires. Il s'agit du problème de fermeture des équations [Kimouche,2012].

Nous nous limitons ici à des modèles de fermeture plus simple et plus usuels, très utilisé pour les problèmes industriels, dans des codes de simulation d'écoulements.

- **le modèle k-ε Standard :**

Le modèle est établi en 1974 par Launder et Spalding, c'est le plus célèbre des modèles de turbulence. Etant une méthode très stable et numériquement robuste. C'est un modèle à viscosité turbulente (modèle 1er ordre) basé sur l'hypothèse de Boussinesq qui consiste à modéliser directement les tensions de Reynolds à l'aide de la viscosité turbulente. Le modèle introduit deux nouvelles variables dans le système des équations [Kimouche,2012].

- **L'énergie cinétique de la turbulence en coordonnées cylindriques :**

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial x} (r\rho U k) + \frac{\partial}{\partial \theta} (r\rho V k) \right] = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(r(\mu + \alpha_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(r(\mu + \alpha_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial \theta} \right) \right] + G - \rho \varepsilon \quad (59)$$

- **Equation du taux de dissipation de l'énergie turbulente en coordonnées cylindriques :**

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial x} (r\rho U \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial \theta} (r\rho V \varepsilon) \right] = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(r(\mu + \alpha_\varepsilon \mu_t) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(r(\mu + \alpha_\varepsilon \mu_t) \frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta} \right) \right] + C_{s1} \frac{\varepsilon}{k} G - C_{s2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (60)$$

Avec
$$\mu_{en} = \mu + \mu_t, \mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (61)$$

Et
$$G = \mu_t \left[\left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{V}{r} \right)^2 \right] \quad (62)$$

C_{ε_1}	c_{ε_2}	c_μ	α_k	α_ε
1.44	1.92	0.09	1.0	0.7

Tableau II. 1: Les valeurs des constantes du modèle k-ε [Kimouche,2012].

Equation	Φ	Γ_Φ	S_Φ
Continuité	1	0	0
quantité de mouvement suivant x	U	μ_{eff}	$-\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_{eff} \frac{\partial U}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial x})$
quantité de mouvement suivant r	V	μ_{eff}	$-\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_{eff} \frac{\partial U}{\partial r}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial r}) - 2\mu_{eff} \frac{V}{r^2}$
Energie	T	$\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t}$	0
Energie cinétique de turbulence	k	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$	G - $\rho\varepsilon$
taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence	ε	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}$	$C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} G - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}$

Tableau II. 2: Expression de Γ_Φ et S_Φ pour les différentes équations ; modèle k- ε [Kimouche,2012].

• Pour le modèle k- ε RNG on a :

- Energie cinétique de la turbulence en coordonnées cylindriques

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (r\rho U k) + \frac{\partial}{\partial \theta} (r\rho V k) \right] = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(r(\alpha_k \mu_{eff}) \frac{\partial k}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(r(\alpha_k \mu_{eff}) \frac{\partial k}{\partial \theta} \right) \right] + G - \rho\varepsilon \quad (63)$$

- Equation du taux de dissipation de l'énergie cinétique en coordonnées cylindriques :

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial \alpha} (r\rho \bar{\varepsilon}) + \frac{\partial}{\partial \theta} (r\rho V \varepsilon) \right] = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} \left(r(\alpha_\varepsilon \mu_{ifj}) \frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(r(\alpha_\varepsilon \mu_{if}) \frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta} \right) \right] + C_{\delta L-RNG} \frac{\varepsilon}{k} G - C_{\Sigma 2RN} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_e \quad (64)$$

L'équation de ε comprend l'effet de la courbure. Il est déduit à partir de son équation modélisée.

$$R_\varepsilon = \frac{C_{\mu-RNG} \rho \eta^3 (1-\eta/\eta_0) \varepsilon^2}{1+\alpha_{RNG} \eta^3} \text{ avec } \eta = S \frac{k}{\varepsilon} \quad (65)$$

S^2 c'est le second invariant du tenseur de déformation

$$S^2 = \text{trace} \left\{ \left[\frac{\text{grad}(\vec{U})}{+} \text{grad}(\vec{U})^t \right] * \left[\text{grad}(\vec{U}) + \text{grad}(\vec{U})^t \right] \right\}$$

$$S^2 = \left[\frac{\partial}{\partial x}(U) \left[\frac{\partial}{\partial r}(U) + \frac{\partial}{\partial x}(U) \right] + \frac{\partial}{\partial r}(U) \left[\frac{\partial}{\partial r}(U) + \frac{\partial}{\partial x}(V) \right] \right] + \quad (66)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial x}(V) \left[\frac{\partial}{\partial x}(V) + \frac{\partial}{\partial r}(U) \right] + \frac{\partial}{\partial r}(V) \left[\frac{\partial}{\partial r}(V) + \frac{\partial}{\partial r}(V) \right] \right]$$

$$\left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{\alpha + 2.3929}{\alpha_0 + 2.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu}{\mu_{eff}} \text{ lorsque } \mu_{eff} \gg \mu; \alpha_k = \alpha_\varepsilon = 1.393 \quad (67)$$

$$d \left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \right) = 1.72 \frac{\hat{\mu}}{\sqrt{\hat{\mu} - 1 + C_\mu}} d\hat{\mu} \text{ avec } \alpha_0 = 1.0, \hat{\mu} = \frac{\mu_{eff}}{\mu} \text{ et } C_\mu = 100 \quad (68)$$

A grand nombre de Reynolds l'équation (64) vérifie bien : $\mu_i = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}$

η_0	α_{RNG}	C_{μ_RNG}	α_0	$C_{\varepsilon 1_RNG}$	$C_{\varepsilon 2_RNG}$
4.38	0.012	0.0845	1.0	1.42	1.68

Tableau II. 3 : Les valeurs des constantes du modèle k-ε- RNG [9].

Equation	Φ	Γ_Φ	S_Φ
Continuité	1	0	0
quantité de mouvement suivant x	U	μ_{eff}	$-\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_{eff} \frac{\partial U}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial r})$
quantité de mouvement suivant r	V	μ_{eff}	$-\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_{eff} \frac{\partial U}{\partial r}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial r}) - 2\mu_{eff} \frac{V}{r^2}$
Energie	T	$\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_r}{Pr_r}$	0
Energie cinétique de turbulence	k	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$	G - $\rho\varepsilon$
taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence	ε	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}$	$C_{\varepsilon 1_RNG} \frac{\varepsilon}{k} G - C_{\varepsilon 2_RNG} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon$

Tableau II. 4: Expression de Γ_Φ et S_Φ pour les différentes équations ; modèle k-ε- RNG [9].

ρ : la densité du fluide.

U, V : la vitesse axial et radial.

Γ_ϕ : le coefficient de diffusion de la grandeur ϕ

s_ϕ : le terme source de chaque variable considérée ϕ .

II.7 Modélisation de l'écoulement près des parois :

L'analyse mathématique et les expériences montrent que l'écoulement près des parois peut être subdivisé en deux couches : une sous couche plus proche à la paroi, et une couche logarithmique plus loin de la paroi, avec une couche intermédiaire [Kimouche,2012].

A titre d'exemple examinons le profil transversal logarithmique de la vitesse longitudinale (Figure II.4) défini par :

$$u_t = \sqrt{\tau_w/\rho}; U^+ = f(y^+)$$

$$\text{Où } y^+ = \frac{u_t r_p}{\nu}; U^+ = U/u_t$$

r_p : est la hauteur de la première cellule.

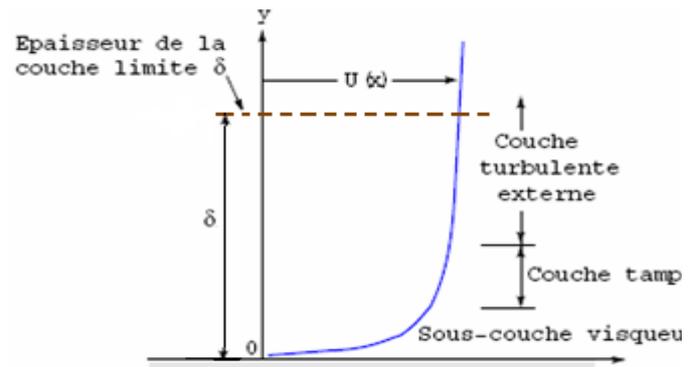


Figure II. 4: profil de vitesse près de paroi.

II.8 Méthode de résolution :

Dans les algorithmes traditionnels en employant une stratégie de solution où les équations de quantité de mouvement sont d'abord résolues, une valeur initiale de la pression est donnée, on la corrige ensuite avec un processus itératif par une équation de correction.

Pour la résolution de l'ensemble d'équations de l'hydrodynamique (u, v w et p), le code de calcul CFD utilise une approche très simple, il emploie une discrétisation entièrement implicite des équations à n'importe quel instant, dans le cas des écoulements stationnaires, le time step se comporte comme un paramètre d'accélération pour que la solution converge vers une valeur plus ou moins réelle [Kimouche,2012].

II.9 Solution Générale :

L'organigramme montré ci-dessous (figure II.5) illustre le procédé général de solution. La solution de chaque ensemble d'équations montrées dans l'organigramme se compose de deux opérations numériquement intensives. Pour chaque timestep :

- Les équations non linéaires sont linéarisées (itération de coefficient) et se sont réunies dans la matrice de solution.
- Les équations linéaires sont résolues (itération de solution d'équation) en utilisant une méthode algébrique multi grille.

L'itération suivant le timestep est contrôlée par le timestep physique (global) ou facteur local de timestep pour avancer la solution en temps jusqu'à une simulation stationnaire. Dans ce cas, il y a seulement une itération de linéarisation des coefficients par timestep.

Pour des analyses instationnaires, le timestep et le coefficient d'itérations sont commandés explicitement.

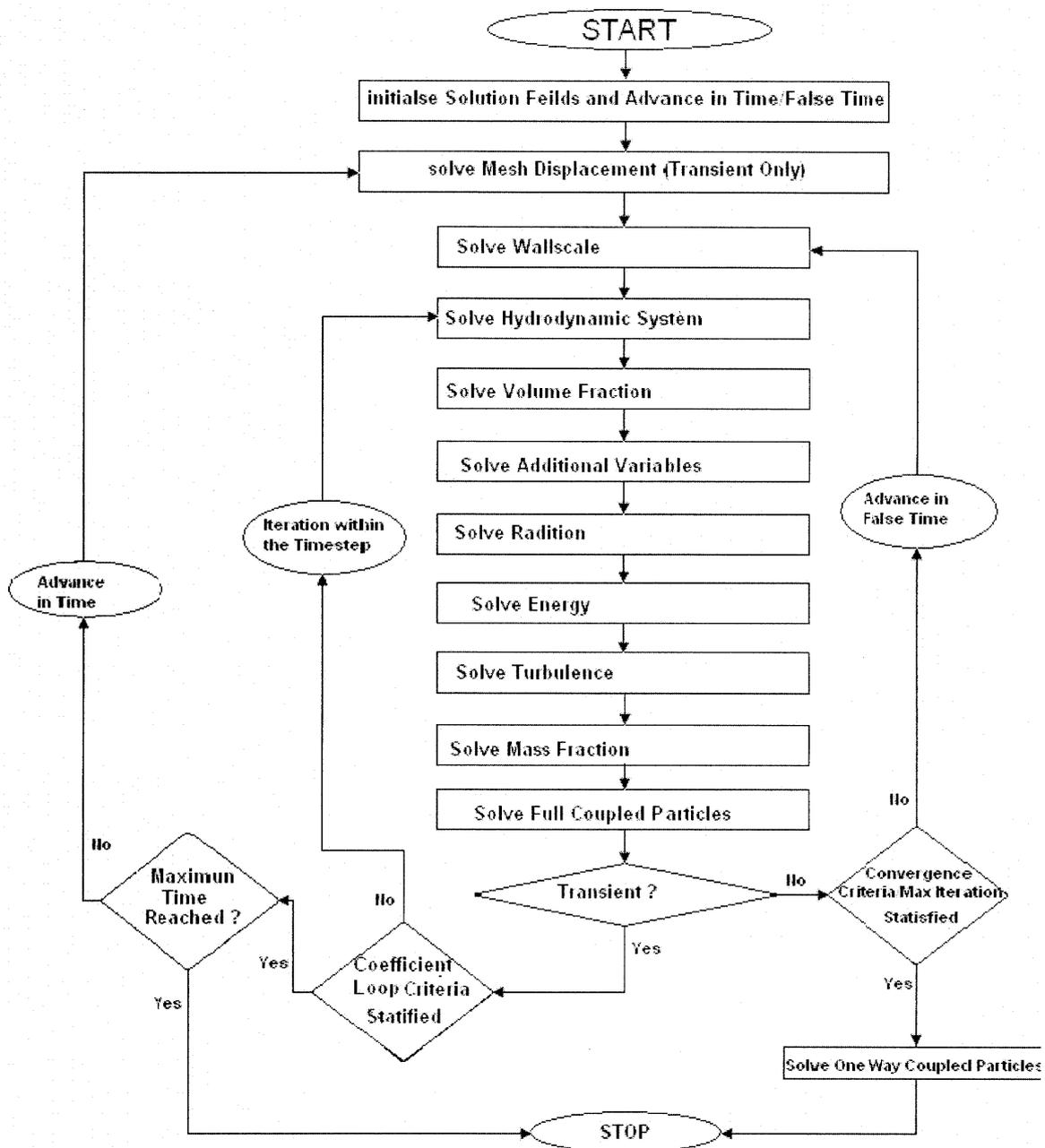


Figure II. 5: Organigramme de calcul utilisé par le code l'ANSYS CFX.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu les équations de base gouvernant l'écoulement diphasique dans une conduite avec la méthode numérique de résolution des équations à dérivées partielles qui est la méthode des volumes finis adoptée pour ce genre d'écoulement.

Le flux considéré est complètement turbulent et le fluide est newtonien avec des propriétés thermo-physiques constantes. Les équations de mouvement moyen et volatil sont dérivées des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, ainsi que des équations respectives du modèle de turbulence.

Chapitre 03

Simulation numérique et
résultats

Introduction

Les ressources informatiques ont beaucoup évolué au fil du temps. La dynamique des fluides computationnelle (CFD) est aujourd'hui reconnue comme l'un des principaux outils de conception et largement utilisée dans l'industrie. Les simulations numériques promettent actuellement des résultats rapides et peu coûteux pour guider le processus de visualisation et de conception. Notre simulation consiste à étudier un écoulement diphasique dans un tronçon d'un circuit qui contient deux singularités successives (élargissement brutal et un changement de direction par un coude arrondi de 90°) à l'aide d'un code de calcul ANSYS CFX.

III.1 Position de problème et définition de domaine physique :

Dans la plupart des installations ou circuits hydrauliques ou thermiques on trouve les problèmes de changement de section de la conduite ainsi que le changement de direction d'un canal et qui représentent des singularités au niveau du flux soit pour un écoulement monophasique ou bien pour un écoulement multiphasique. Dans ce contexte nous avons tenté d'étudier ce problème multiple complexe et réelle par l'existence des deux singularités l'un lie à l'autre pour la même conduite dont il circule un fluide diphasique (gaz –eau).

La géométrie 3D considérée est une conduite horizontale qui contient un élargissement brusque et un coude 90° arrondi l'un juste après l'autre ses dimensions sont (**Figure III.1**) :

- la conduite a un diamètre $d = 30$ mm et la longueur $L_1 = 70$ mm,
- l'élargissement a un diamètre $D = 50$ mm et une longueur $L_2 = 40$ mm
- le coude 90° arrondi a un diamètre $D = 50$ mm et un prolongement $L_3 = 30$ mm

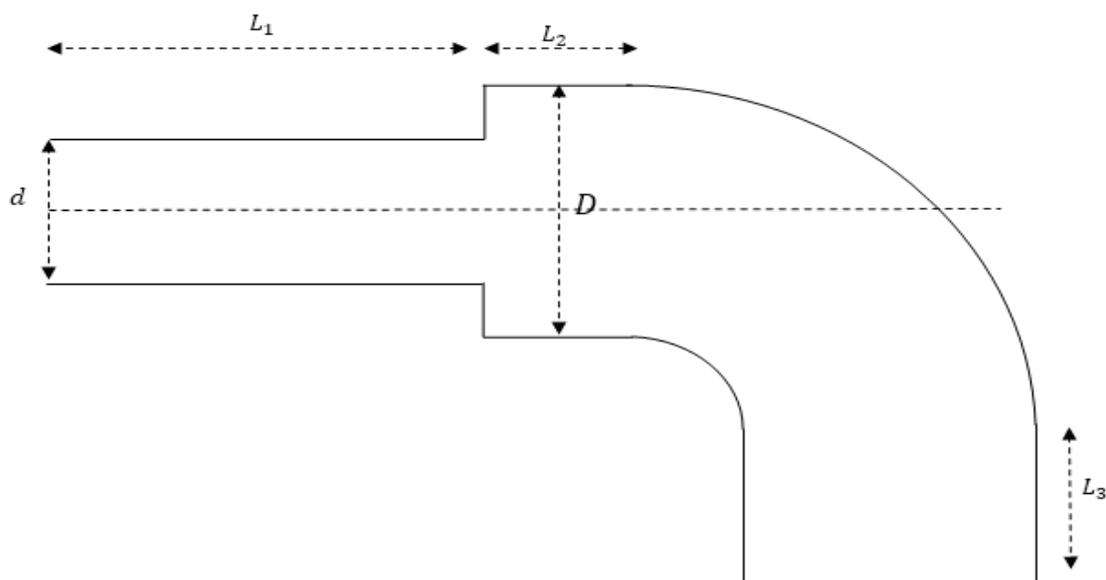


Figure III. 1: géométrie étudiée élargissement brusque avec coude.

III.2 Présentation de logiciel :

Le code de calcul ANSYS-CFX offre la précision, la fiabilité, la vitesse et la flexibilité dans les simulations numériques des écoulements potentiellement complexes pour des géométries tridimensionnelles. Pour interpréter les résultats, le programme CFD intègre trois modules principaux qui sont reliés entre eux par le flux d'informations.

III.2.1 Modules principaux du logiciel ANSYS-CFX :

La stratégie de résolution numérique du code ANSYS CFX est de générer le maillage dans une méthode assez simple par l'ICEM CFX, puis introduire les conditions aux limites et initiales de notre problème défini déjà en CFX Pré, résoudre les équations différentielles décrites par la méthode de volumes finie dans CFX Solver afin de visualiser et d'afficher les différents résultats obtenus dans le CFX Post. La figure III.2 montre la relation entre les différentes étapes de simulation par le code CFD.

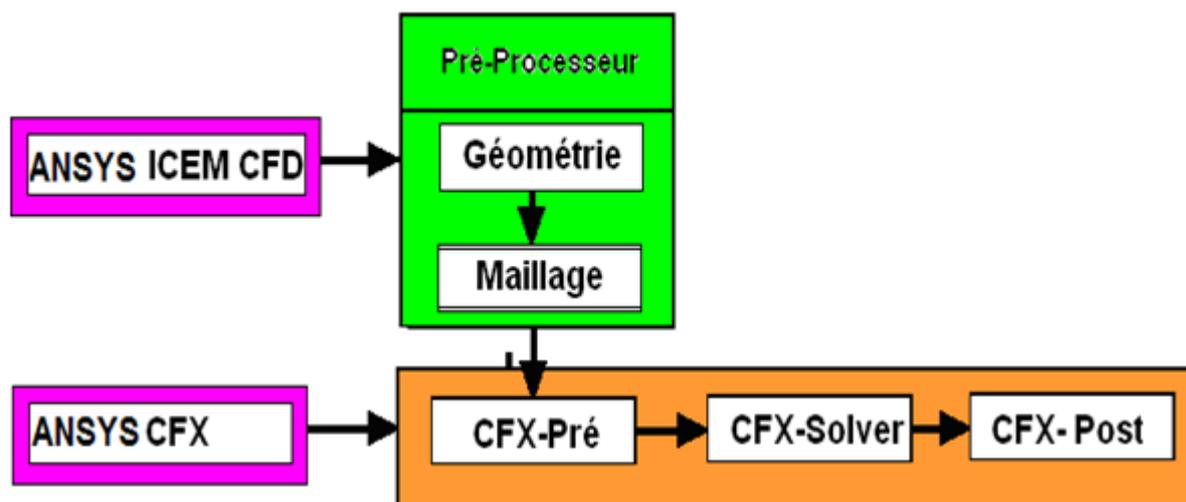


Figure III. 2: La structure générale du code ANSYS CFX.

III.2.2 ANSYS ICEM CFD :

Le bloc ANSYS ICEM CFD est un outil tridimensionnel spécialisé pour la conception et la préparation des configurations géométriques du problème traité, il subdivise le domaine de calcul en petits volumes de contrôles, et peut générer la grille de maillage dans des cas très complexes selon deux types de maillages, structurés (hexaédrique) ou non structurés (tétraédrique), mono ou multi-blocs suivant la complexité de la géométrie, figure (III.3). Il est intégré dans la plateforme

ANSYS CFX 10.0, après chaque configuration complète, un fichier de données (*.cfx) est exporté vers le pré-processeur de CFX.

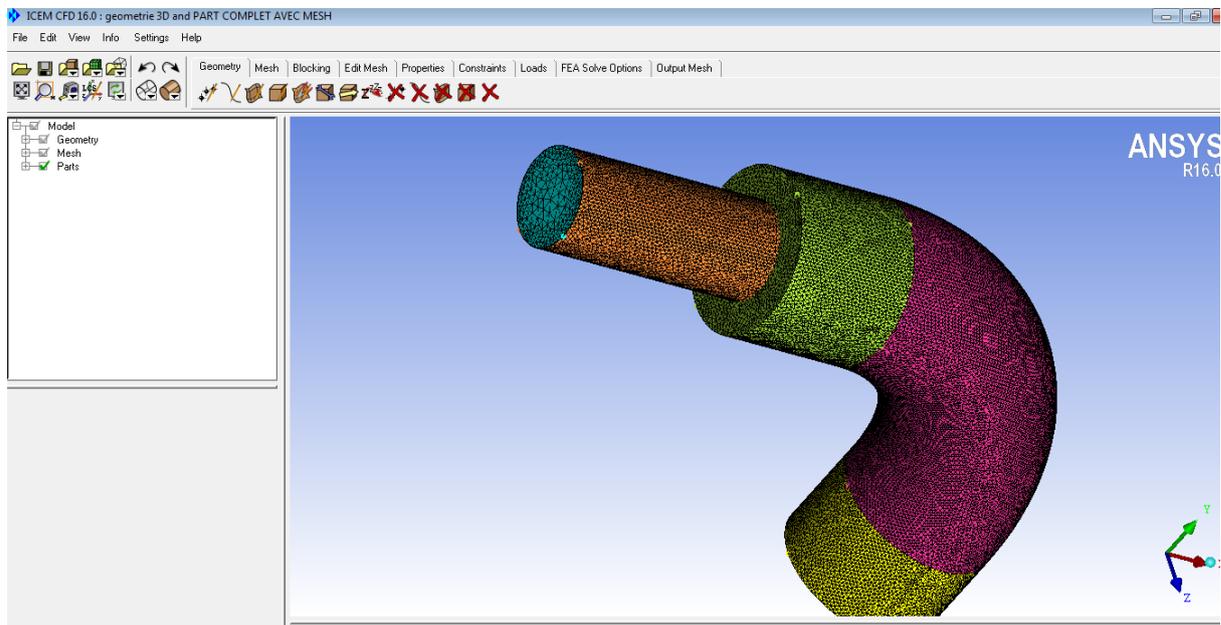


Figure III. 3 : Ansys ICEM.

III.2.3 CFX-Pré :

Le CFX- Pré peut lire un grand nombre de réseaux d'une variété de source, offre une moderne interface intuitive pour la définition des problèmes de CFD. Dans ce stade l'utilisateur est invité à donner une définition physique du problème qui comprend l'introduction des conditions aux limites. Figure (III.4). On peut même choisir le terme de convergence et le nombre des itérations. Une fois la définition du problème est terminée, un fichier (*.def) est exporté au bloc CFX-Solver.

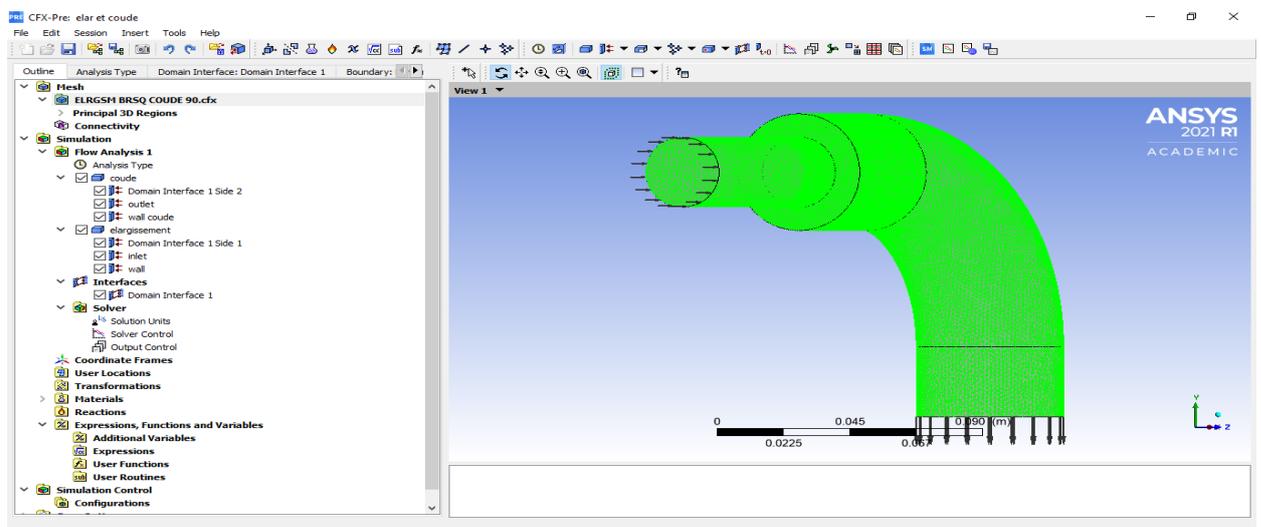


Figure III. 4: Géométrie importée par le module CFX-Pre.

III.2.4 CFX-Solver :

Le CFX-Solver est un code de calcul basé sur la résolution des équations de Navier Stokes modélisant le problème physique défini avant, suivant la méthode de résolution décrite. Toutes les spécifications du problème produites dans le bloc CFX-Pré sont solutionnées par le solveur pour une erreur bien déterminée ou un nombre d'itération limité. Les résultats sont stockés dans un fichier (*.res). Les informations sur la démarche et l'évolution de la solution sera affichées par le CFX-Solver Manager qui permet d'afficher les fichiers d'entrée au solveur, lancer ou arrêter la simulation au moment désiré, modifier certains paramètres dans le fichier de définition et suivre la progression de la solution dans le CFX-solver par une interface figurée dans la figure (III.5), indique la progression de la convergence assuré par le calcul des résidus.

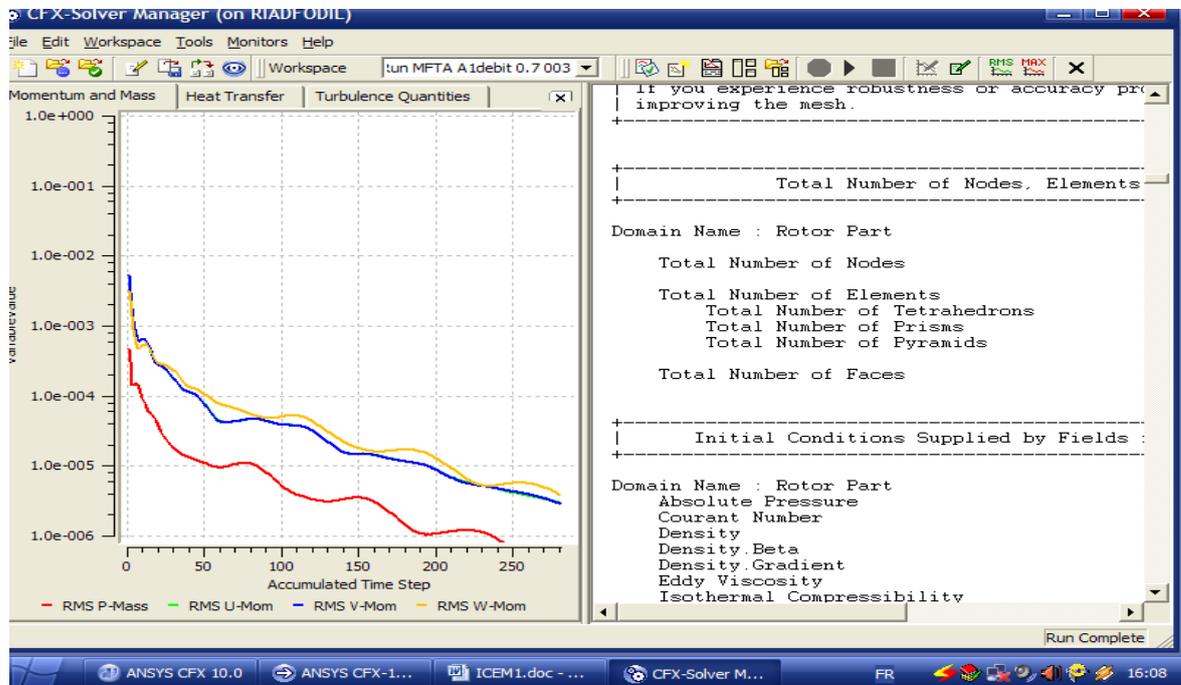


Figure III. 5: Interface du CFX-Solver Manager d'ANSYS CFX.

III.2.5 CFX-Post :

Pour visualiser et quantifier les résultats des simulations stockées dans les fichiers (*.res), on accède au bloc CFX-Post qui facilite l'exploitation des résultats, il dispose d'outils graphiques permettent l'analyse des résultats en tant que :

- Ligne de courant, champs des vitesses, contours, charts, streamline...ect.
- Définir et calculer des nouvelles variables, visualiser les paramètres définis avant.
- Exporter les résultats en différentes formes, pour tracer les courbes par autres logiciels graphiques figure (III.6).

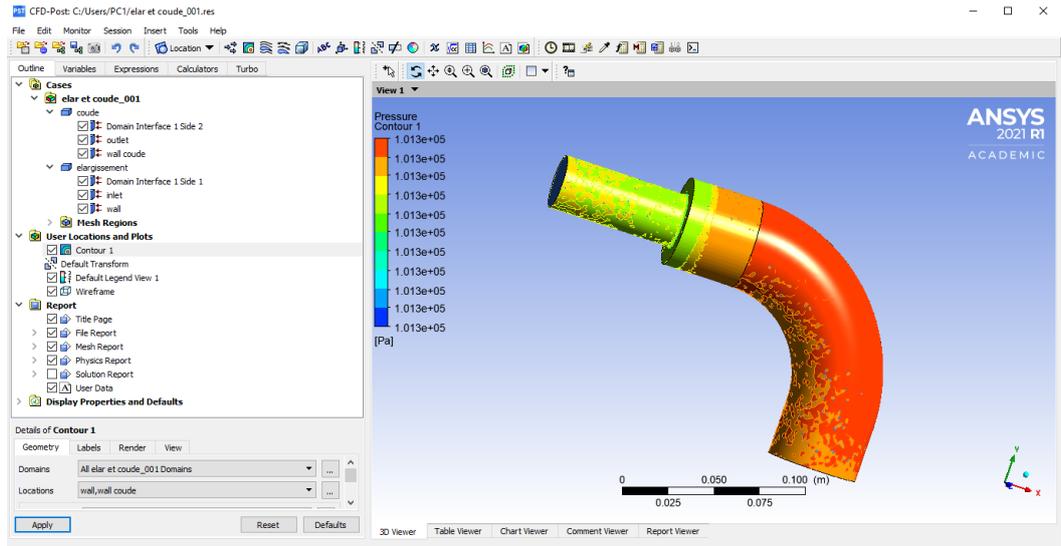


Figure III. 6 : CFX-POST.

III.3 Définition de domaine numérique avec à condition aux limites :

Après avoir importé le fichier cédé par le pré processeur, on identifie le domaine de fluide et ces paramètres telle que la nature de fluide, le régime d'écoulement (stationnaire) ; le modèle de turbulence, ainsi que d'autres paramètres. On passe à l'introduction des conditions initiales et conditions aux limites à chaque section du domaine de calcul.

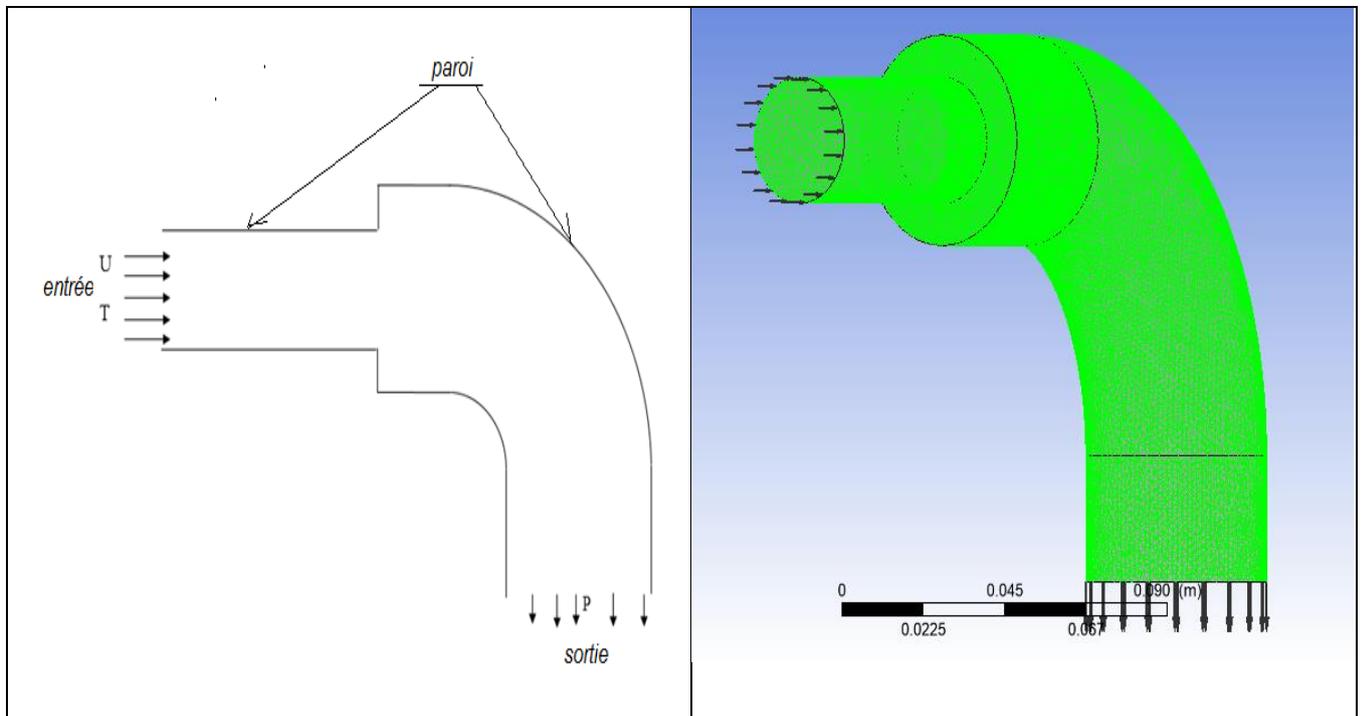


Figure III. 7: Conditions aux limites cas élargissement brusque avec coude.

III.3.1 Les conditions aux limites :

Le logiciel donne le choix entre un certain nombre de type de conditions aux limites, très différentes les unes des autres et peuvent décrire les frontières d'un très grand nombre de domaine d'écoulement. Les conditions aux limites sont définies comme suit

- L'entrée est de type `velocity_inlet` (vitesse d'entrée).
- La sortie est de type `pressure_outlet` (pression de sortie).

La nature des conditions aux limites est illustrée dans les figures III.7 et le tableau III.1

	inlet	Outlet	Parois
U (m/s)	0.9	/	/
T(K)	300	/	/
P (atm)	/	1	/

Tableau III. 1: Conditions aux limites.

III.4 Etude de maillage :

Le maillage est utilisé pour créer une représentation discrète d'une variable continue, il joue un rôle très important dans la modélisation numérique d'un problème physique, l'analyse de la qualité du maillage et l'influence de nombre de mailles sur la solution numérique est une astuce fondamentale qui nécessite une attention particulière. L'étape d'optimisation du maillage est indispensable car théoriquement, les erreurs liées au maillage doivent disparaître pour des mailles de plus en plus fines, jusqu'à atteindre asymptotiquement des valeurs indépendantes de la taille des mailles.

Il existe plusieurs types de maillage :

- Maillage structuré : quadrilatère en 2D et hexaédrique en 3D
- Maillage non structuré : triangulaire en 2D et tétraédrique en 3D
- Maillage hybride : quadrilatérale ou triangulaire en 2D et tétraédrique ou pyramidaux en 3D

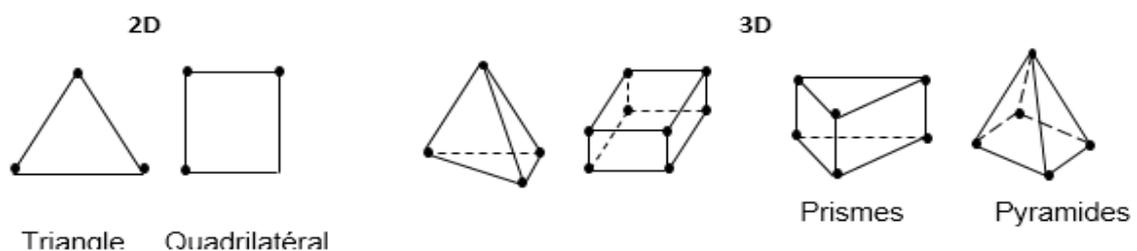


Figure III. 8: Exemples de mailles utilisées en Volumes Finis.

Ainsi, pour analyser la qualité du maillage et son influence sur la solution, trois grilles de maillages ont été testées et le nombre d'éléments formant chaque grille est présentée sur le tableau suivant :

Grilles	Nombre des éléments
Maillage 1	1145317
Maillage 2	1514584
Maillage 3	1999810

Tableau III. 2 : grilles de maillage

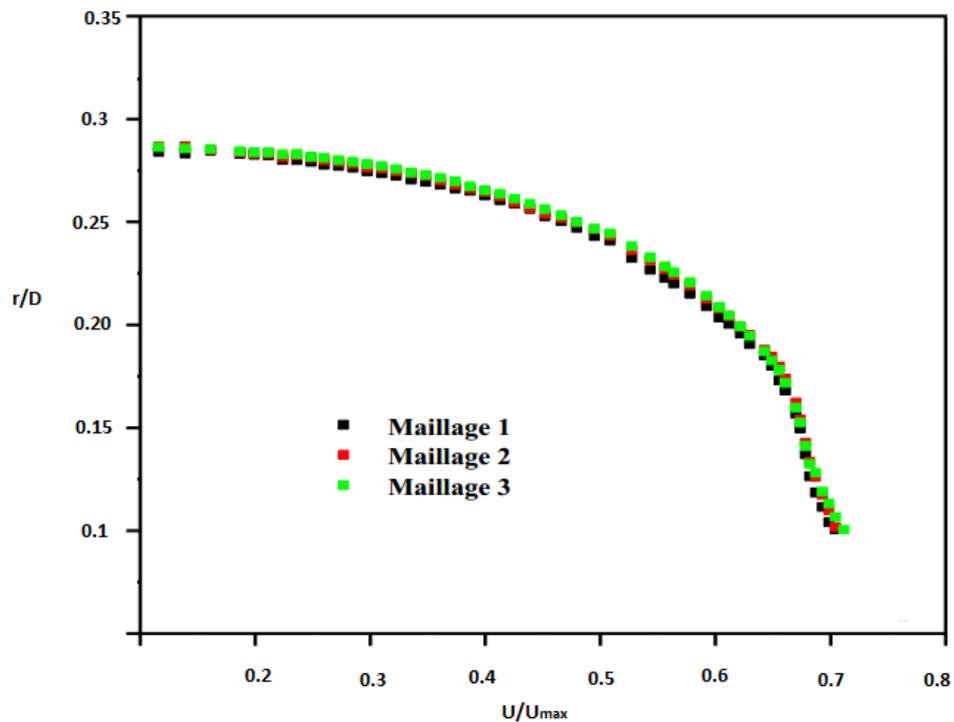


Figure III. 9: distribution de la vitesse unidimensionnelle par rapport à la direction Y.

Prenant comme paramètre le profil de vitesse axiale unidimensionnelle suivant la direction Y suivant le diamètre D de la conduite sur une ligne tracé au centre de la conduite. On remarque, bien que lors de l'augmentation du nombre des éléments, les courbes se rapprochent jusqu'à une légère différence ce qui explique que le raffinement de maillage n'a pas une influence significative sur la solution à partir du la troisième grille de maillage donc ce dernier est retenu comme maillage valide pour la simulation, figure (III.9)

III.5 Les résultats obtenus par la simulation :

Dans cette étude nous avons proposé deux manières de simulation, la première pour un écoulement monophasique ou le fluide utilisé est l'eau à la température ambiante $T=27^{\circ}\text{C}$ avec une vitesse d'entrée $U=0.9\text{ m/s}$. Cette simulation a comme objectif la validation des résultats simulés par les travaux antiques dans ce domaine pour un élargissement brusque. La seconde simulation est consacrée pour un écoulement diphasique (air –eau) à travers la géométrie pour différentes valeurs de vitesse d'entrée.

III.5.1 Cas d'un écoulement monophasique :

Après avoir introduire les conditions aux limites et choisir type de fluide et solver la simulation, les résultats obtenus sont :

III.5.1.1 Profil de vitesse :

La figure III.10 représente le profil de la vitesse axiale adimensionnée U/U_{max} dans une conduite cylindrique de diamètre d , après l'établissement de l'écoulement sur le diamètre, le profil obtenu nous donne une allure comparable avec les résultats expérimentales de GUO 2003 pour un nombre de Reynolds $Re=37000$. Malgré la différence entre les dimensions ses géométries et la nôtre ainsi que les conditions aux limites ou il a utilisé une paroi chauffée on voit clairement que la vitesse près à la paroi devient minimale puis elle progresse lorsqu'en rapproche au centre du canal. Cette comparaison est utilisée juste pour valider notre étude numérique.

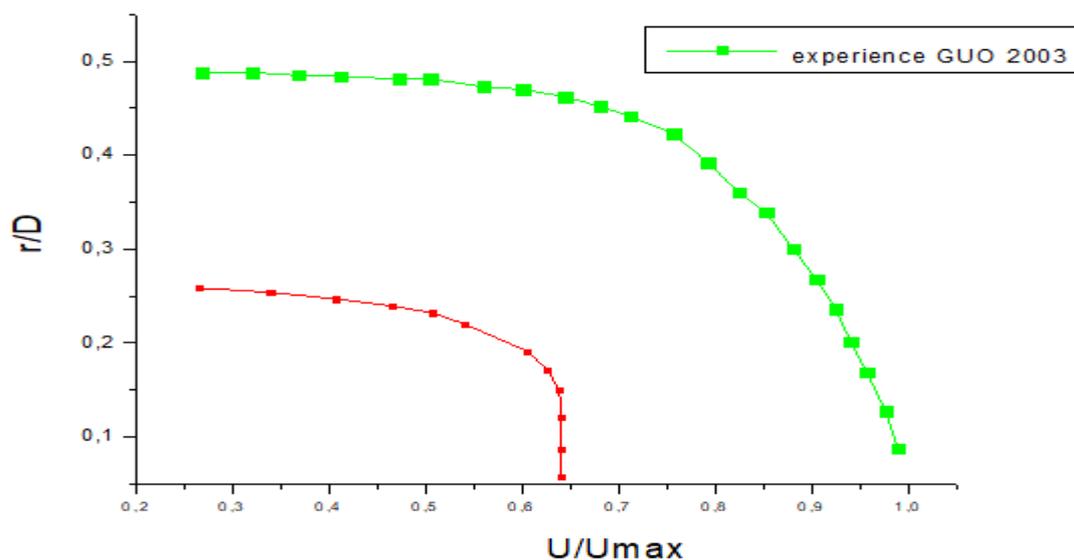


Figure III. 10: profil de vitesse dans élargissement brusque.

III.5.1.2 Contour et vecteur de vitesse en écoulement monophasique eau :

A l'examen des figures (III.11 et III.12), on constate que l'écoulement subit un ralentissement plus affirmé au voisinage immédiat de la singularité qui correspond à une variation de la chute brutale de pression, et qu'au niveau du centre du canal l'écoulement poursuit la vitesse jusqu'à l'entrée du coude, les résultats sont tous attendus. De plus, le caractère axisymétrique de l'écoulement monophasique est illustré aussi sur les deux figures pour la petite conduite et l'élargissement, et d'autre part, on observe deux régions de recirculation au voisinage de la singularité élargissement brusque presque identiques, les coins supérieur et inférieur sont le siège des tourbillons. L'influence de ces dernières se manifeste particulièrement dans l'entrée du coude 90° où le flux a changé sa direction comme le montrent les figures (III.13). En conséquence, l'inertie du fluide ne s'adapte pas totalement au changement brutal de géométrie et que la dissipation d'énergie est importante dans ces zones de stagnation.

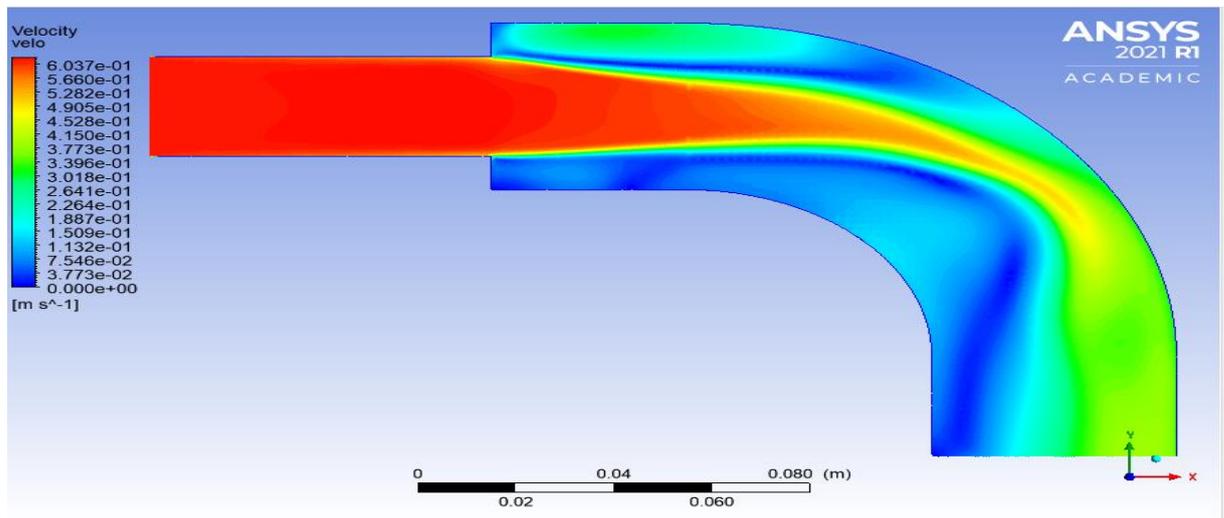


Figure III. 11: contour de vitesse monophasique eau .

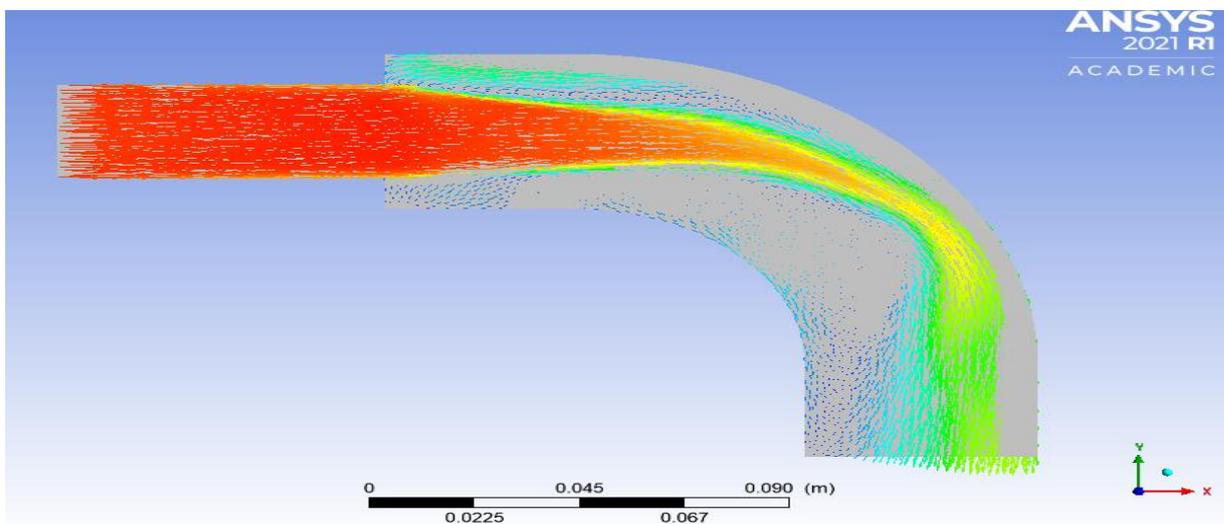


Figure III. 12: vecteur de vitesse en écoulement monophasique eau.

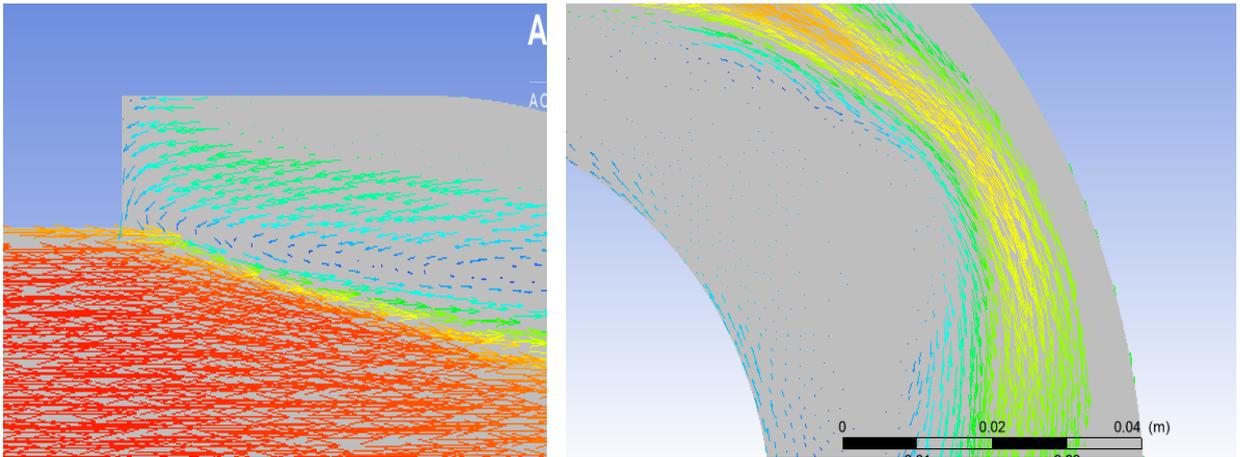


Figure III. 13: vecteur de vitesse dans l'élargissement brusque et dans le coude.

III.5.1.3 Les lignes de courant :

Les lignes de courant obtenues par la simulation de la présente étude pour le nombre de Reynolds $Re=37000$ (figure III.14), nous montrent deux zones de recirculations contrarotatives (Grand tourbillon et petit tourbillon) avec une taille pratiquement égales à celle obtenues par certains travaux antérieurs.

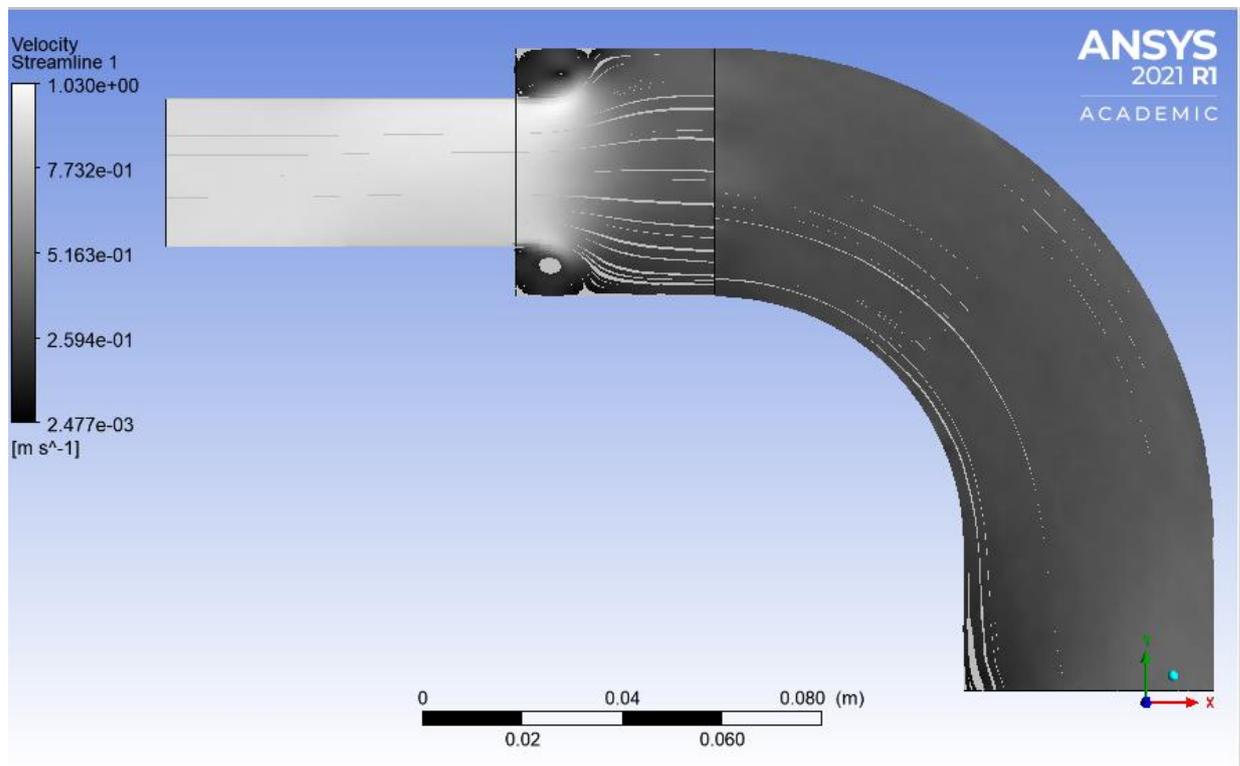


Figure III. 14: les lignes de courant pour écoulement monophasique.

II.5.1.4 Contour de pression en écoulement monophasique eau :

La distribution de la pression à travers un plan XY qui passe par le centre de la conduite est illustrée par la figure III.15, où on constate une légère augmentation de la pression au niveau du coude et près de la sortie et c'est probablement dû à la condition imposée à la sortie du domaine P_{atm} .

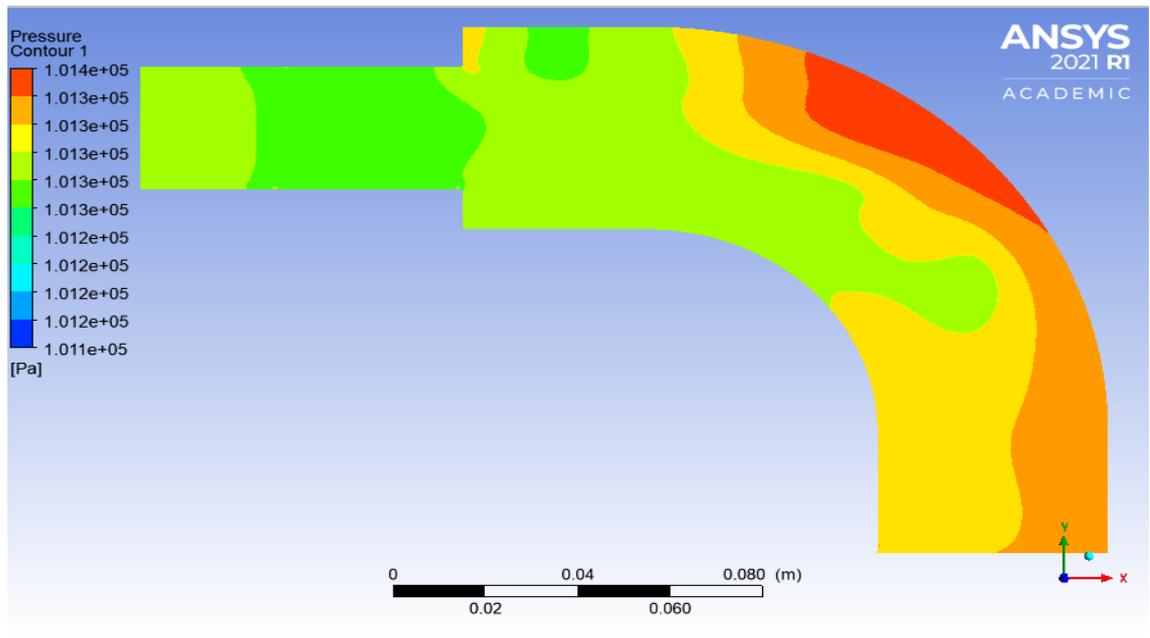


Figure III. 15: Contour de pression monophasique eau.

III.5.1.5 Dissipation de l'énergie :

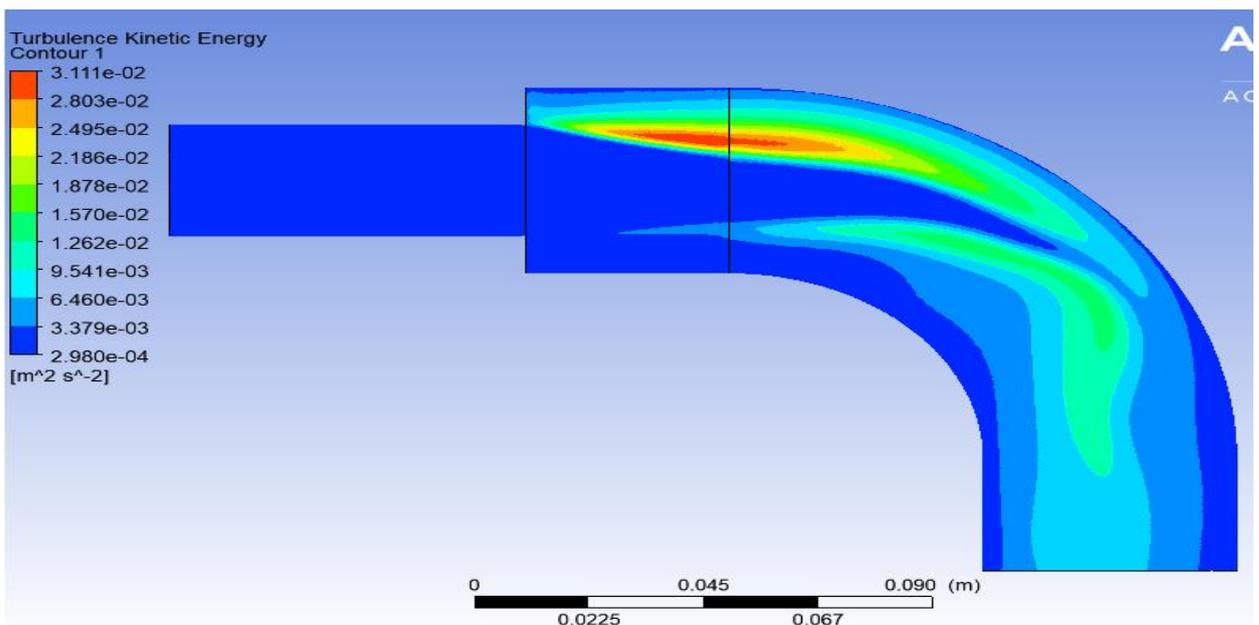


Figure III. 16 : Dissipation de l'Énergie K cinétique monophasique.

III.5.2 Cas d'un écoulement diphasique eau-air :

Le changement de type d'écoulement conduit à changer la nature de fluide utilisé pour la simulation vers un fluide diphasique (air- eau) avec le choix d'un rapport de fraction de volume égale à un et d'autres paramètres associés. Vue la tridimensionnalité du domaine de calcul et la taille de la grille de maillage, le solver prend beaucoup de temps pour chaque simulation pour qu'il converge. Nous limitons l'étude par la variation d'un seul paramètre qui est la vitesse du flux à l'entrée de la conduite. On prend quatre vitesses $V_1=0.9$ m/s, $V_2= 1.53$ m/s, $V_3=2.9$ m/s, $V_4=4$ m/s. les résultats obtenus sont comme suit :

III.5.2.1 Profil de vitesse en écoulement diphasique (eau – air) :

Les quatre courbes des figures III.17 et III.18 représentent la variation de vitesse du mélange suivant la ligne Y située à une distance $X= 60$ mm et $X=110$ mm de l'entrée du canal c-à-d. en amont et en aval de la première singularité élargissement brutale. Pour chaque vitesse d'entrée pour la position $X=0.06$ m placé en amont de l'élargissement on remarque que la distribution du profil de vitesse suit bien les lois de la mécanique de fluide et la vitesse maximale aboutie loin des parois ou le régime s'établé. Par contre pour la position $X= 0.11$ m placé en aval de la première singularité on constate une non homogénéité des quatre graphes et ça est une conséquence du régime de l'écoulement qui devenu plus turbulent vu à la progression de la vitesse

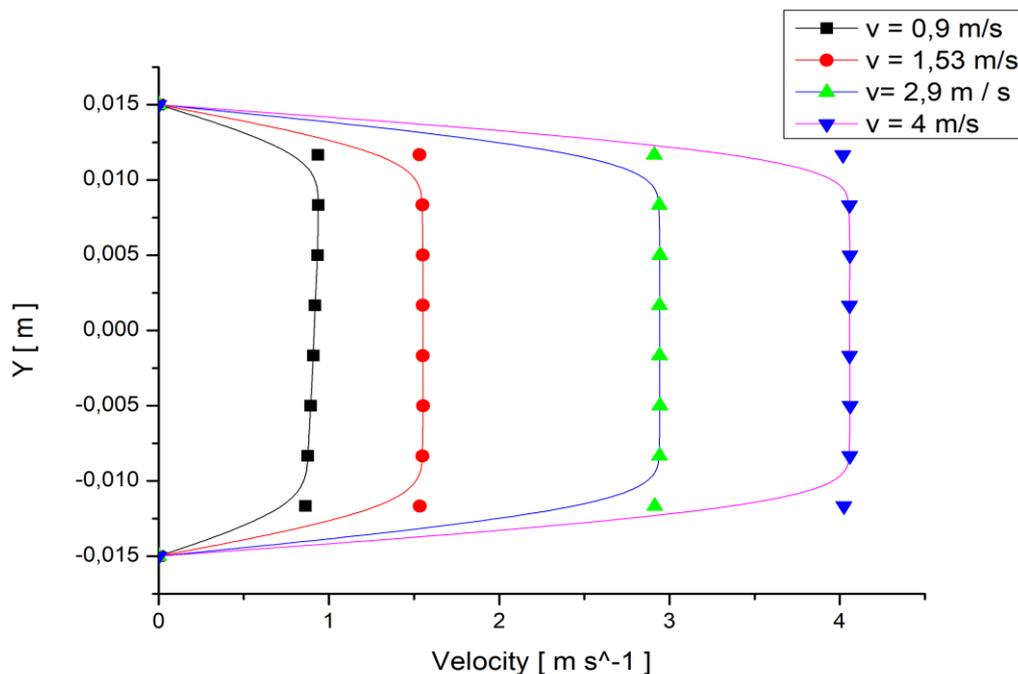


Figure III. 17: Évolution des vitesses selon Y à une distance $X = 0.06$ m (sur le diamètre d).

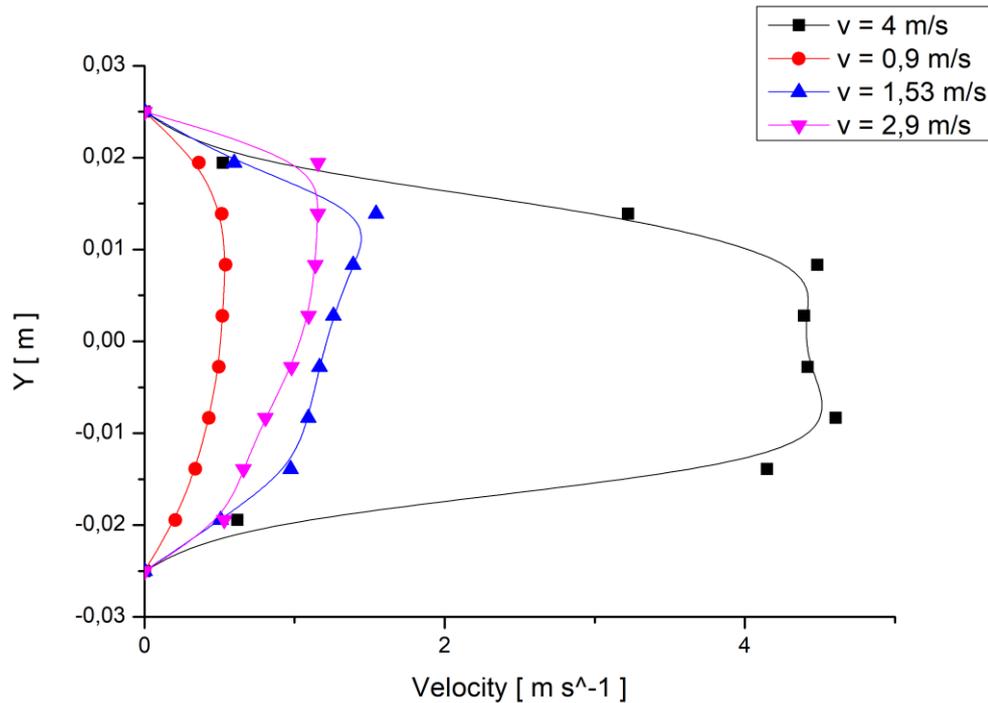


Figure III. 18: Évolution des vitesses selon Y à une distance X = 0.11 m (sur le diamètre D).

III.5.2.2 Contours et vecteurs des vitesses :

On comparant les contours et les vecteurs de vitesse de l'écoulement diphasique avec celle de l'écoulement monophasique, on remarque clairement la différence entre les simulations pour les mêmes conditions sauf la nature de fluide (eau-gaz). Au niveau de l'amont de l'élargissement nous constatons une petite perturbation qui se prolonge jusqu'à l'aval de l'élargissement où se propage une forte dissipation de l'énergie cinétique sur les deux zones de recirculation (coins haut et bas). Vu à la légèreté du fluide diphasique (eau-air) le flux s'attache rapidement sur les parois de l'élargissement et permis l'occupation totale du volume (figure III.19 et figure III.20), ce qui provoque un ralentissement de l'écoulement à ce niveau. Ces résultats numériques vierges sont plus proches à certains travaux ultérieurs dans le domaine. Pour le flux diphasique à travers la deuxième singularité coude arrondi 90°, on remarque une uniformité de la distribution de vecteurs de vitesse dans la totalité du volume de coude et que l'écoulement est bien collé à la forme hydrodynamique du coude arrondi.

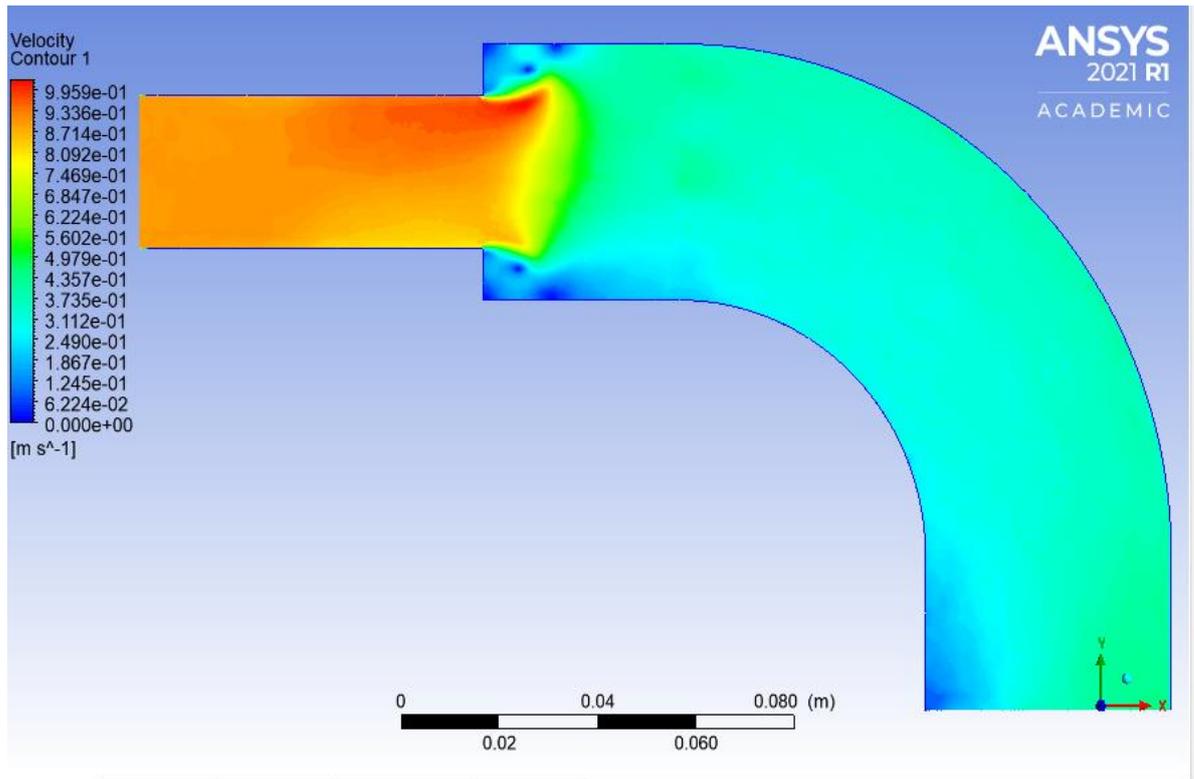


Figure III. 19: Contour de vitesse diphasique pour $v=0.9\text{m/s}$.

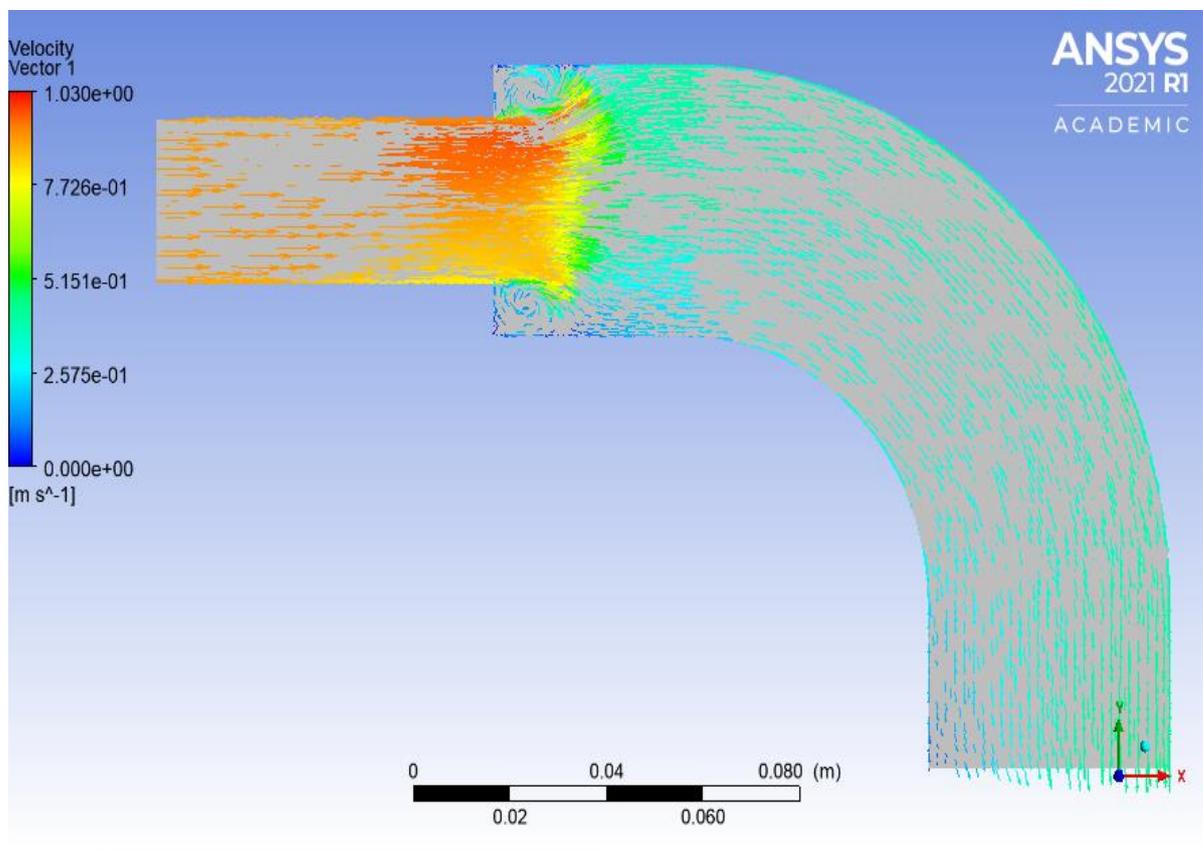


Figure III. 20: Vecteur de vitesse en écoulement diphasique $v=0.9\text{m/s}$.

III.5.2.3 Les lignes de courant :

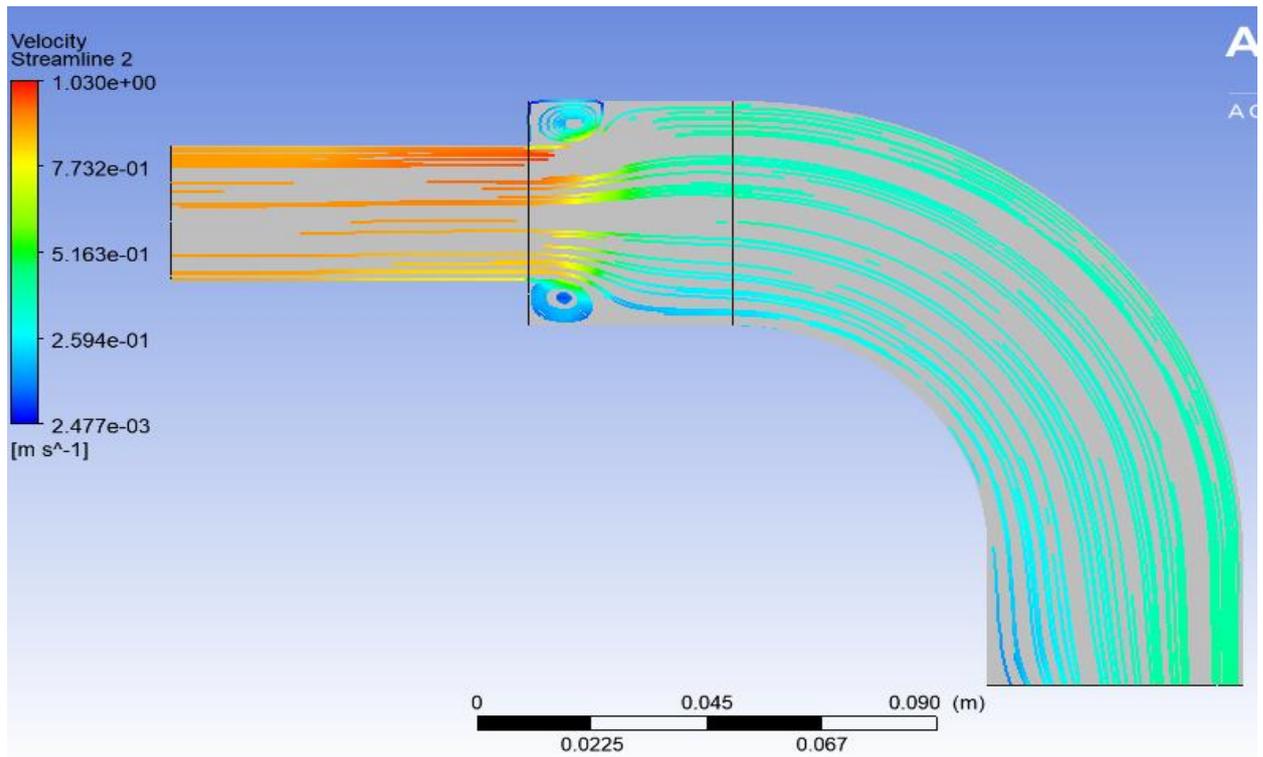


Figure III. 21 : les lignes de courant pour écoulement Diphasique.

III.5.2.4 Dissipation de l'énergie :

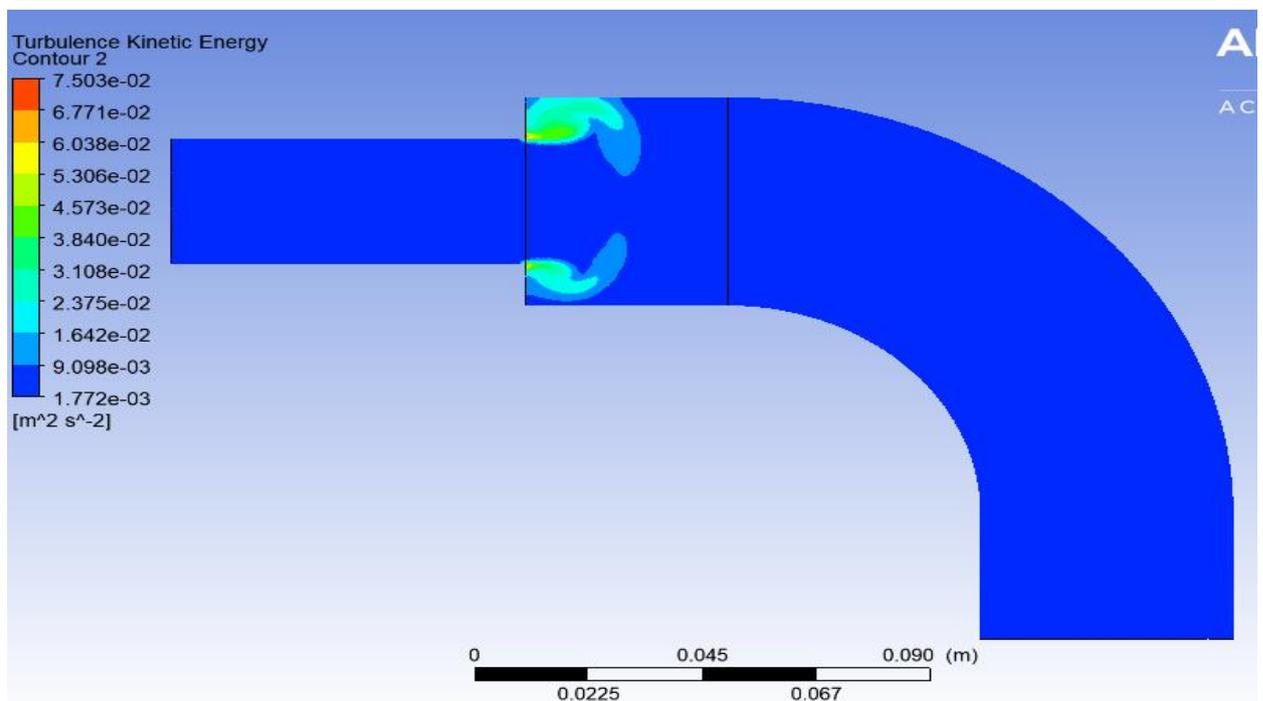


Figure III. 22 : Dissipation de l'Energie K cinétique diphasique.

III.5.2.5 Contours de pression :

Malgré l'étroite plage de la variation de la pression entre l'entrée du canal et sortie selon le plan méridien XY, on constate une distribution gradée de l'entrée vers la sortie de la conduite où une contrainte est exigée, et que la pression au niveau du coude coté haut est plus que la pression dans l'élargissement (figure III.23), comparable ment aux contours de la pression de l'écoulement monophasique il y a une différence de distribution dans le coude arrondi 90°. Le changement brusque de la section donne lieu à une chute brutale des vitesses débitantes de liquide et de gaz, ceci a pour effet l'accroissement de la pression jusqu' un maximum dans la zone où le flux commence à se ré-établir. La pression connaît une augmentation principalement pour les débits élevés, ceci s'exprime par l'existence d'une forte turbulence. Cette distribution de la pression est logique car en amont de l'élargissement brusque la pression diminue avec une élévation conséquente des pertes de charge due aux frottements.

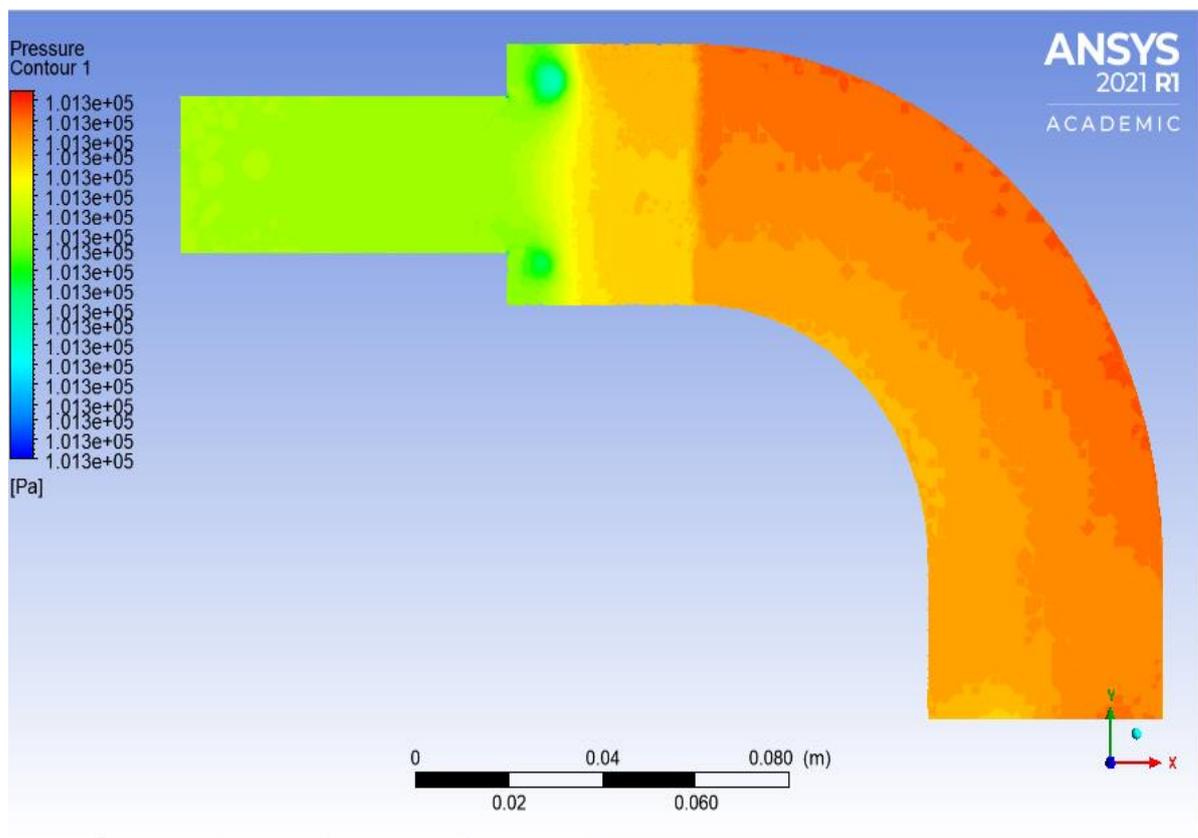


Figure III. 23: Contour de pression diphasique.

III.5.2.6 Chute de pression en écoulement diphasique :

La chute de pression en écoulement diphasique est considérée par des profils de pression à l'amont et à l'aval de la singularité. Pour notre étude nous avons évaluée cette chute de pression sur le long d'une ligne moyenne horizontale passe de la moitié de longueur de la conduite de diamètre d jusqu' à le point de changement de direction du flux. La chute de pression en écoulement diphasique est plus énoncée qu'en écoulement monophasique, notamment pour les pertes de charge régulières où la descente est plus remarquée dans le cas diphasique.

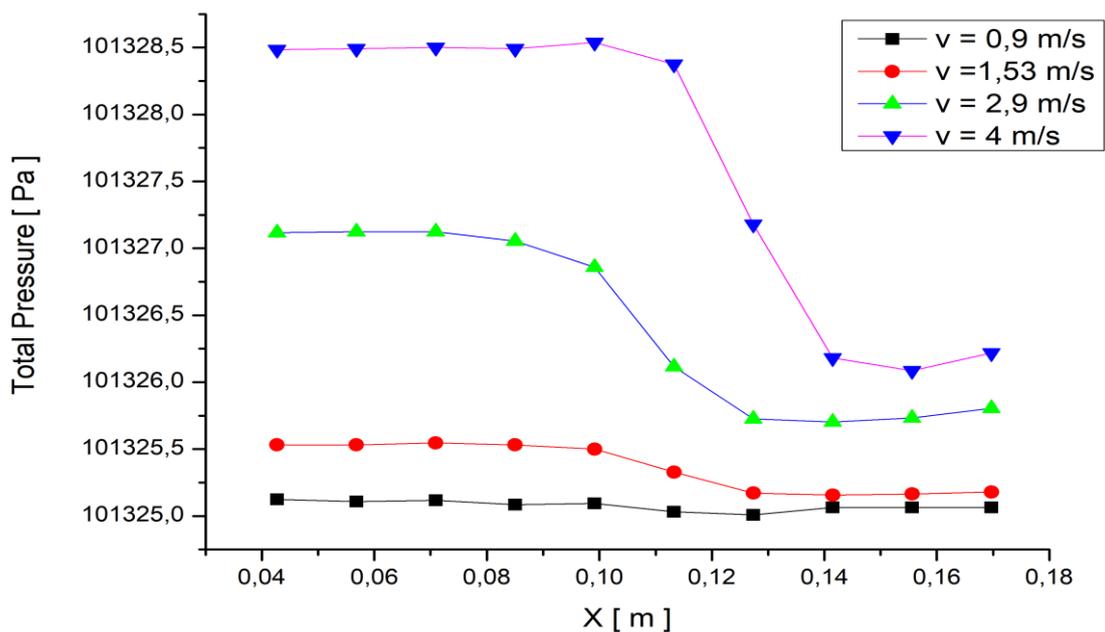


Figure III. 24: évolution de la pression totale - écoulement diphasique eau-air une distance X(m).

Conclusion :

La simulation de l'écoulement diphasique en présence de deux singularités successives sur un circuit hydraulique à l'aide d'un code de calcul CFD, nous a permis la découverte de plusieurs compréhensions dans ce domaine, et nous a conduit à faire une comparaison visuelle entre l'écoulement monophasique qui utilise un liquide (eau) et l'écoulement diphasique qui utilise un liquide et un gaz (eau-air) au niveau des contours et des lignes de courant pour différentes gammes de vitesse d'entrée.

*Conclusion
générale*

Conclusion Générale

De nombreux systèmes utilisent les combinaisons complexes de deux ou plusieurs phases prédominant avec des écoulements gaz-liquide, liquide-liquide, gaz-solide, etc., survenant fréquemment dans la nature et l'industrie. Dans ce travail, on a présenté une étude numérique qui traite le phénomène de l'écoulement diphasique eau-air dans un circuit hydraulique en présence de deux singularités successives ce qui rend l'écoulement complexe et turbulent. Pour cela la simulation numérique apparait comme une voie prometteuse pour comprendre et prédire le mouvement de mélange diphasique, et aussi sert à comparer qualitativement les différents résultats obtenus.

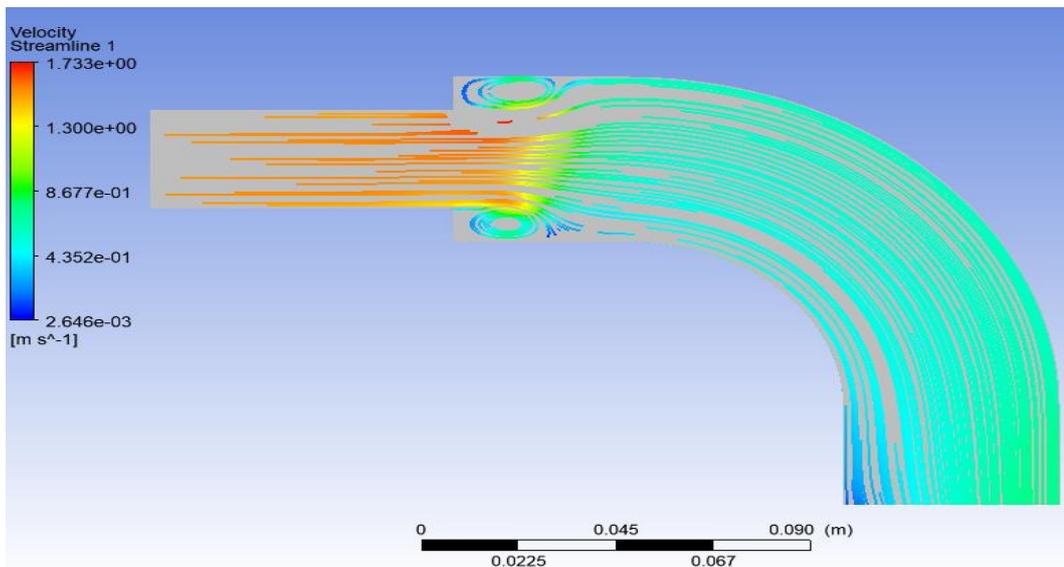
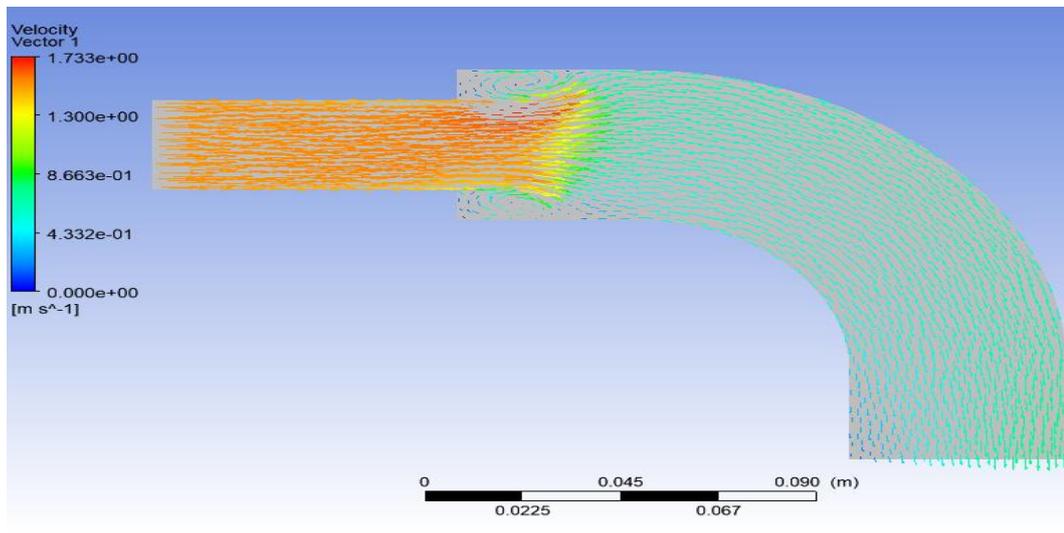
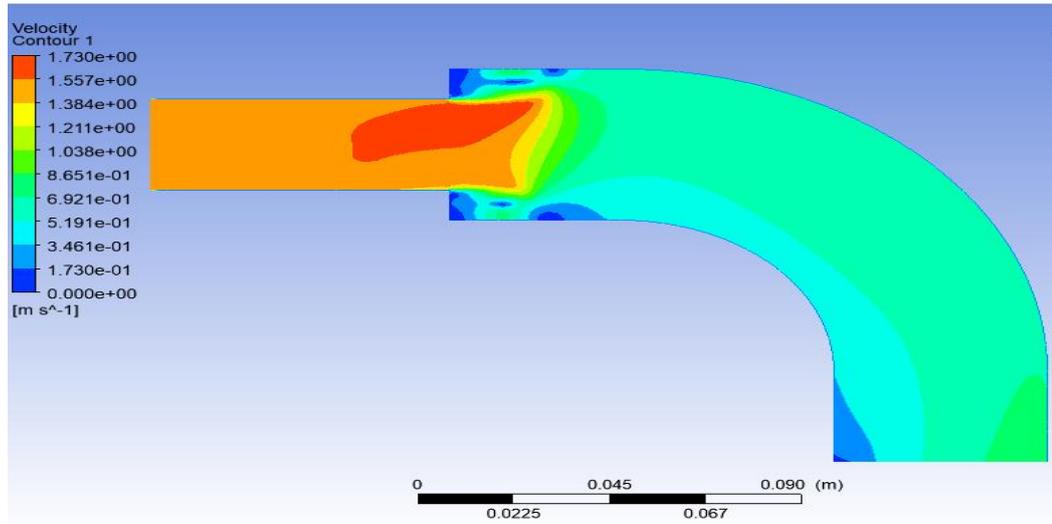
La simulation numérique de l'écoulement à travers la géométrie, choisie d'un tronçon de canalisation hydraulique contenant un élargissement brusque relié directement avec un coude arrondi 90° , est achevée par l'utilisation d'un code de calcul CFD ANSYS CFX qui permet la modélisation des équations gouvernantes de l'écoulement turbulent selon la méthode de volume finis et par le modèle de turbulence k- ϵ RNG pour la fermeture de système des équations. Cette étude est confinée à l'analyse du comportement de l'écoulement diphasique ainsi que monophasique dans les deux singularités qu'aux paramètres de l'écoulement (vitesse, pression, énergie de dissipation), les résultats retenus montrent un écoulement turbulent décollé et recollé avec des zones de recirculation au niveau de l'élargissement brusque et de coude arrondi ce qui affirme la chute brutale de la vitesse. En adéquation avec les résultats disponibles dans la littérature pour quelques exemples, l'analyse de l'écoulement montre l'apparition des secteurs tourbillonnaires qui indiquent le caractère complexe et asymétrique du flux.

En perspective, l'étude de cette configuration et d'autres plus complexes sont à étudié avec la variation de plusieurs paramètres de l'écoulement tel que variation de la température de fluide, le taux de vide, changement des conditions aux limites avec l'implémentation du calcul de frottement à la paroi.

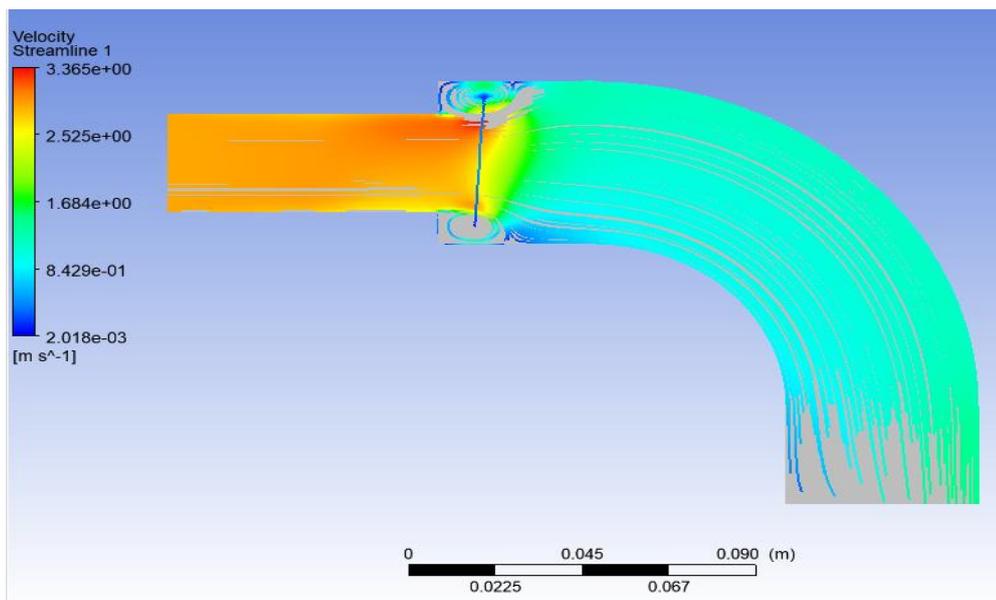
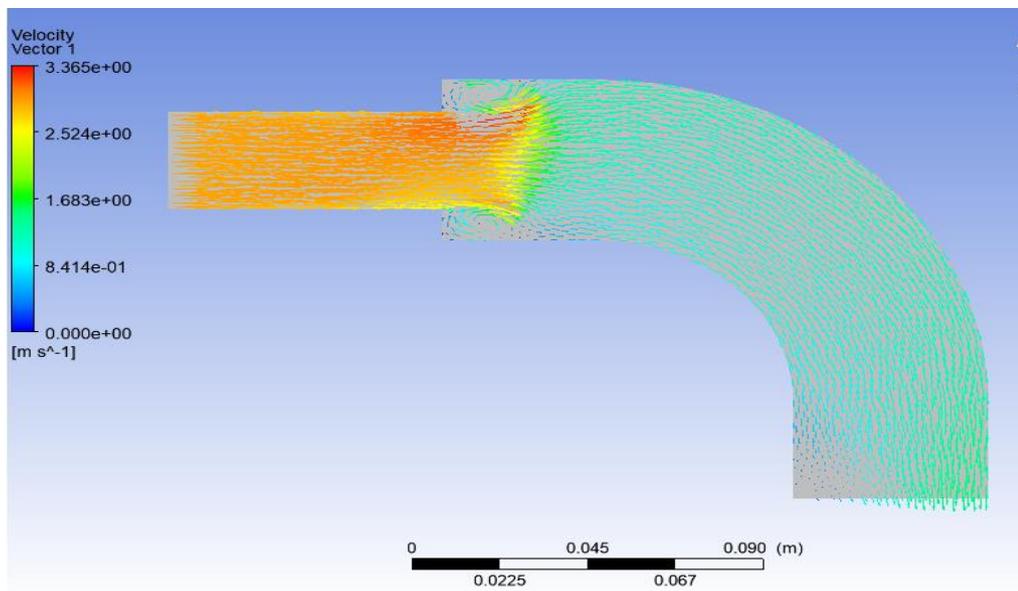
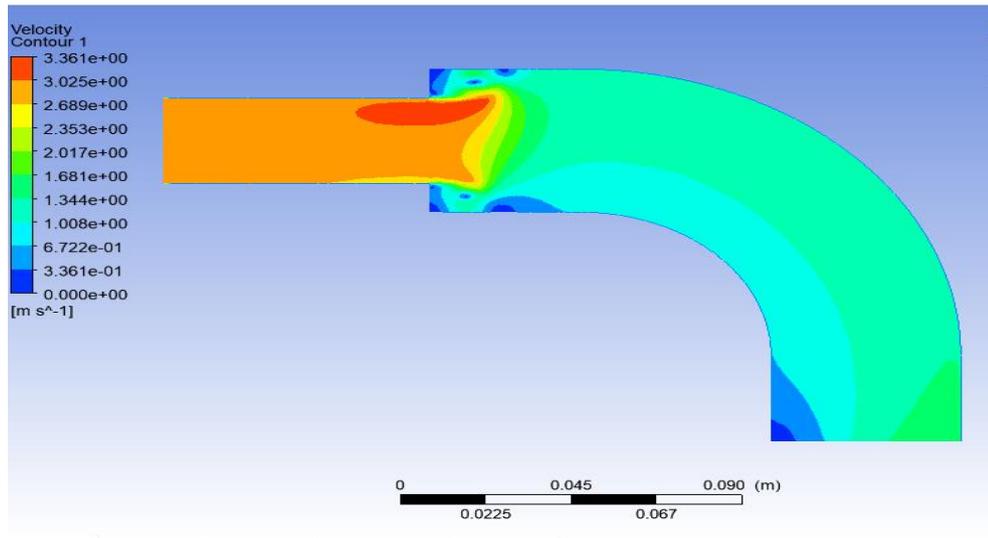
Annexes

Annexes

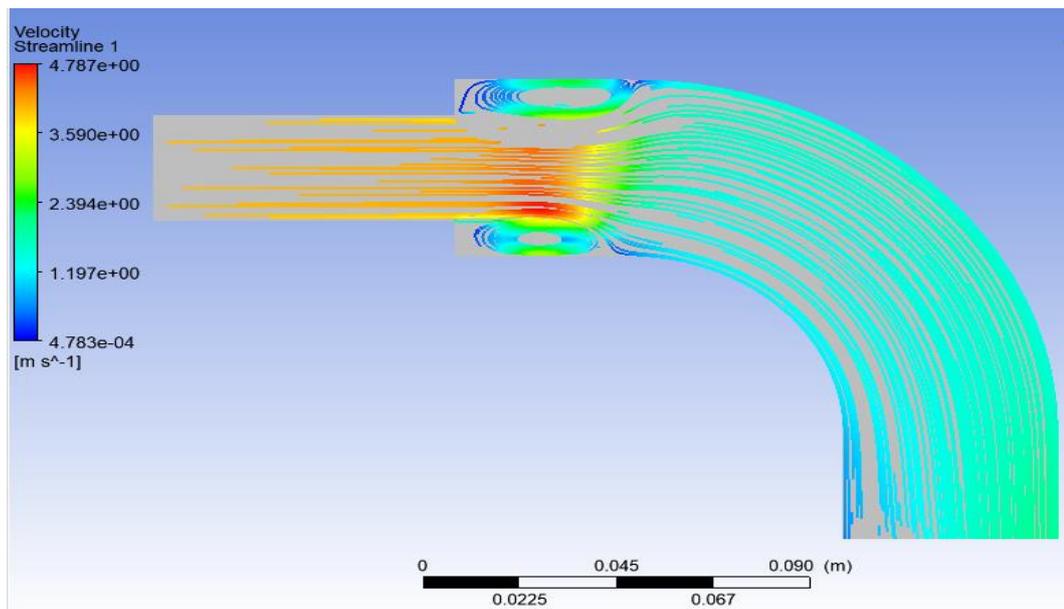
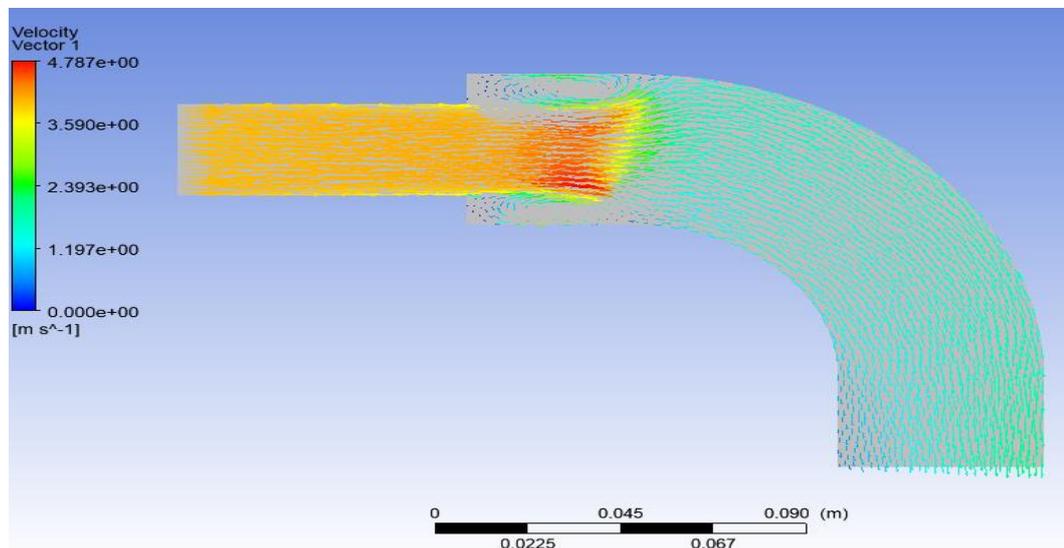
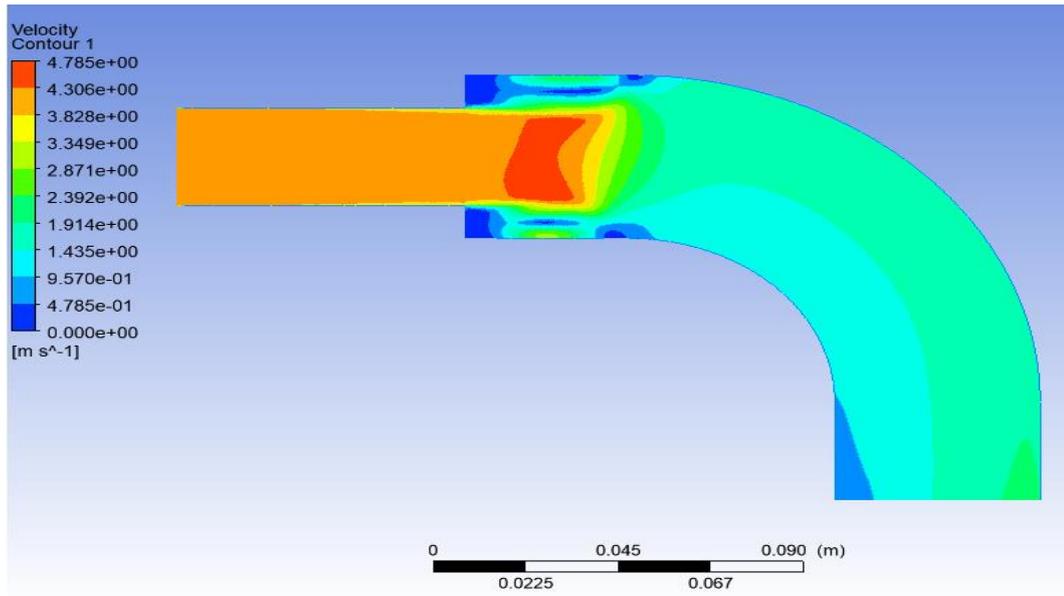
Contour et vecteur et courant de vitesse en écoulement diphasique : $v=1.53$



Contour et vecteur courant de vitesse en écoulement Diphasique : $v=2.9$



Contour et vecteur courant de vitesse en écoulement Diphasique : $v=4$



Référence

Bibliographique

Bibliographie

- [1] Aliouat mohamed seddik mebarki farid simulation d'un écoulement diphasique dans une colonne á bulle,2015.
- [2] Baker O., 1954, Simultaneous flow of oil and gas, Oil Gas J., 53, pp. 185–190.
- [3] Barnea et Taitel. "Flow Pattern Transition in Two-Phase Gas-Liquid Flows", A Chapter in the "Encyclopedia of Fluid Mechanics, volume 3, Gas- Liquid Flows", Gulf Publishing, N.P. Cheremisinoff, Editor, 403-474 (1986).
- [4] Barnea, C.O., Shoham, Taitel, Y., and Dukler, A. E., 1980. "Flow Pattern Transition for Gas-Liquid Flow in Horizontal and Inclined Pipes. Int. J.Multiphase Flow. Vol.6, pp217-225.
- [5] BESSAAD SAMIA Simulation numérique d'un écoulement diphasique dans une conduite horizontale en présence d'une singularité Cas du rétrécissement brusque,2015-2016
- [6] BOUARAB Samia simulation numérique des écoulements diphasiques a l'aide de schémas hybrides de capture et de suivi d'interfaces ,2011
- [7] Govier, G.W., and Orner, M. M., 1962. The Horizontal Pipeline Flow of Air Water Mixtures,Can. J. chem. Eng. pp93. June
- [8] hervé lemonnier, dtp/smith, cea/grenoble, 38054 grenoble cedex 9 t'el. : 04 38 78 45 40, fax : 04 38 78 50 36, m'el. : herve.lemonnier@cea.fr <http://herve.lemonnier.sci.free.fr/tpf/tpf.htm>,2006
- [9] Houcine kammar écoulement transitoire d'une mélange gaz-liquide en conduite inclinée,2006-2007
- [10] Kheddache ali Écoulement diphasique eau-air ascensionnel dans une section d'essai,2012-2013
- [11] kimouche abdel ali etude numérique d'un écoulement turbulent à travers des élargissements brusques et progressifs,2012.
- [12] Lin, P. Y., (1984). "Flow Regime Transitions in Horizontal Gas-Liquid Flow, "Ph.D. Thesis, Univ. of Illinois, Urbana
- [13] Mandhane, Gregory et Aziz. "A Flow Pattern Map for Gas- Liquid Flow in Horizontal Pipes", *Int J Multiphase Flow*, 1(4), pp 537-554, (1974).

- [14] MECIEB Fatima-Zohra Simulation Numérique de l'Écoulement Diphasique des Réfrigérants Naturels dans les Conduites
- [15] Ravelet a Arts et Metiers ParisTech, DynFluid, 151 boulevard de l'Hôpital, 75013 Paris, France. contact: florent.ravelet@ensam.eu Ecoulements multiphasiques, partie B Ecoulements en conduite: méthodes d'ingénierie classiques.1 F. 20 novembre 2014
- [16] Taitel and A. E. Dukler. "a model for predicting flow regime transition in horizontal and near horizontal gas-liquid flow", *Aiche Journal* vol-22, N° .1. (1976).
- [17] Wadle, M., 1989. A new formula for the pressure recovery in abrupt diffuser. *Int. J. Multiphase flow*, vol.15, No.2, p.241-256.
- [18] Zitouni Abd elHalim Evolution de l'écoulement stratifié en présence d'une singularité