République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieure et de la Recherche Scientifique
Universitaire Yahia FARES de Médéa
Faculté De Technologie
Département de Génie Mécanique



Projet de fin d'étude

Pour l'obtention du diplôme de Master en Génie Mécanique

Option : Energétique

Thème :

Etude numérique de l'écoulement d'un fluide incompressible dans une conduite étroite à paroi rugueuse

Etudié par :

LAZIZI Oussama

ALIANE Noureddine

Encadré par :

Dr. ALLICHE Mounir

Dr. ZEGUAI Salim

Promotion Septembre 2020

Remerciements

Tout d'abord, Nous tenons à remercier Allah de nous avoir donné la force et le courage de faire ce travail.

Nous tenons à exprimer nos vifs Remerciements au Dr. ***ALLICHE Mounir,*** *qui était notre superviseur et qui nous a fourni de précieux conseils tout en effectuant ce travail, et disponibilité afin différentes difficultés auxquelles nous avons été confrontées, et d'apporter une aide à la visibilité de ce travail.*

Nous adressons aussi nos remercîments à tous les enseignants de l'université, et surtout nos professeurs.

Nos remerciements vont également à tous les enseignants du département de génie mécanique de l'université de Médéa, qui nous ont offert tout ce savoir.

Nous remercions nos parents et nos frères, pour leurs aides, leur patience, leur soutien moral et leur confiance tout ou long de notre formation, et nous les remercions sincèrement, de faire tout ce qu'ils peuvent pour arriver où nous sommes aujourd'hui

Sans oublier de remercier les membres du jury, qui ont accepté l'évaluation de notre travail.

Dédicace

***J**e dédie ce travail :*

***A** ma maman qui m'a soutenu et encouragé durant ces années d'études.*

Qu'elle trouve ici le témoignage de ma profonde reconnaissance

***A** la force qui me pousse en avant, à mon père*

***A** mes frères, mes grands parents et Ceux qui ont partagé avec moi tous les moments d'émotion lors de la réalisation de ce travail. Ils m'ont chaleureusement supporté et encouragé tout au long de mon parcours.*

***A** ma famille, mes proches et à ceux qui me donnent de l'amour et de la vivacité.*

***À** tous mes amis et collègues, et à qui je souhaite plus de succès.*

***À** tous les étudiants de la promotion 2019/2020 Option : génie mécanique*

***S**ans oublier mon binôme Oussama son soutien moral, et sa patience et*

Son dialogue tout au long de ce projet.

Résumé :

Le présent travail a pour objectif d'étudier numériquement un écoulement turbulent d'un fluide incompressible une conduite. On a utilisé une approche CFD en utilisant le code ANSYS Fluent. Le but est de mettre en évidence l'effet de la rugosité artificielle, identique à celle rencontrée dans les conduites. Ainsi, le dispositif numérique est dimensionné pour obtenir un écoulement turbulent établi dans la section de mesure. L'étude de l'écoulement est basée sur des mesures de pression, et des mesures de vitesse. Les résultats obtenus permettent de caractériser la vitesse adimensionnelle U^+ en fonction de l'état de surface. Ce travail a été mené en prenant en considération les conditions aux frontières. L'étude a pour objectifs de déterminer l'influence de la rugosité sur les caractéristiques de l'écoulement turbulente.

Mots Clés : Ecoulement Incompressible- Turbulence- Rugosité- CFD

Abstract:

The objective of this work is to numerically study a turbulent flow of an incompressible fluid in a pipe. A CFD approach was used using the ANSYS Fluent code. The aim is to demonstrate the effect of artificial roughness, identical to that encountered in pipes. Thus, the digital device is sized to achieve a turbulent flow established in the measurement section. The study of flow is based on pressure measurements, and velocity measurements. The results obtained make it possible to characterize the dimensionless speed U + as a function of the surface condition. This work was carried out taking into account border conditions. The objectives of the study are to determine the influence of roughness on the characteristics of turbulent flow.

Keywords: Incompressible Flow- Turbulence- Roughness- CFD

Sommaire

REMERCIEMENTS ..... **I**

DEDICACE ..... **II**

RESUME : ..... **III**

ABSTRACT: ..... **III**

SOMMAIRE ..... **IV**

LISTE DES FIGURES ..... **VI**

LISTE DES TABLEAUX ..... **VIII**

NOMENCLATURES ..... **IX**

INTRODUCTION GENERALE **1**

CHAPITRE I. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE **4**

I.1 Introduction **4**

I.2 Définitions relatives à la Rugosité **4**
I.2.1 Description des différentes formes des Rugosités **4**
I.2.2 Rugosités aléatoires ou de types « grains de sable » **4**
I.2.3 Rugosités organisées - Analyse d'une surface **4**

I.3 Ecoulement sur parois rugueuses **5**

1.4 Revue bibliographique **6**

I.5 Lois standards de paroi **11**
I.5.1 Loi logarithmique de vitesse **13**
I.5.2 Estimations des paramètres de parois **15**

I.6 Comportement des contraintes turbulentes **17**

I.7 Impact des singularités du fond sur la structure de l'écoulement **18**
I.7.1 Distribution longitudinales de vitesse moyenne **19**
I.7.2 Distribution transversales des courbes iso vitesses **20**
I.7.3 Profils verticaux des fluctuations turbulentes **21**

CHAPITRE II. MODELISATION MATHÉMATIQUE **23**

II.1 INTRODUCTION **23**

II.2 Equations fondamentales: **23**
II.2.1 Equation de continuité : **23**
II.2.2 Equations de conservation de quantité de mouvement : **23**
II.2.3 Equation d'énergie **24**

II.3 Caractéristique de l'écoulement turbulent: **24**
II.3.1 Nombre de Reynolds: **24**

II.3.2 Notion de turbulence 25

II.4 Différentes approches de la turbulence 25
II.4.1 Approches directes 25
II.4.2 Décomposition de Reynolds 25

II.5 Modèles de turbulence 27
II.5.1 Modèles de viscosité turbulente 27

CHAPITRE III. METHODES DE RESOLUTION 33

III.1 Introduction 33

III.2 Présentation du Logiciel ANSYS-Fluent 33
III.2.1 Architecture du logiciel 33

III.3 Définition de la méthode de résolution 35
III.3.1 Méthode des volumes finis 35
III.3.2 Intégration des équations de transport 36
III.3.3 Discrétisation spatiale 38
III.3.4 Conditions aux limites 41
III.3.5 Couplage pression-vitesse 44
III.3.6 Convergence 46

III.4 Présentation de maillage 48
III.4.1 Types de maillage 48
III.4.2 Qualité du maillage 48
III.4.3 Indépendance du maillage 49

CHAPITRE IV. RESULTATS ET DISCUSSION 51

IV.1 Introduction 51

IV.2 Description de simulation 51
IV.2.1 Les paramètres géométriques 52
IV.2.2 Conditions aux limites 52
IV.2.3 Configuration de maillage 53
IV.2.4 modèle de turbulence 53
IV.3 Exposition et validation des résultats 54
IV.4.1 Profils de vitesse adimensionnée 60

IV.5 Conclusion 64

CONCLUSION GENERALE 66

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES 69

ANNEXES : ETAPES DE RESOLUTION D'UN ECOULEMENT SOUS ANSYS-FLUENT 72

Liste des figures

FIGURE I-1 : DIAGRAMME DE NIKURADSE 6
FIGURE I-2 : CHANGEMENT BRUSQUE DE LA RUGOSITE DU FOND; CHENL ET CHIEW (2003) ... 7
FIGURE I-3 : GEOMETRIE DES RUGOSITES UTILISEES PAR LABIOD 2005 7
FIGURE I-4 : CONFIGURATION DU CANAL DE TEST ;A) VUE LATERALE ;B) VUE DE DESSUS ; TSIKATA & TACHIE (2012) 9
FIGURE I-5 : CONFIGURATION DE SYSTEME DES COORDONNEES (O, X, Y, Z) 12
FIGURE I-6 : FONCTIONS DU NOMBRE DE RUGOSITE $Br\mathrm{KS}+$ & $C(\mathrm{KS}+)$; LABIOD (2005) 14
FIGURE I-7 : ACTION DE L'INTERFACE SUR L'ECOULEMENT ; (MURZYN 2002) 17
FIGURE I-8 : INTENSITES TURBULENTES DANS LA ZONE DE SURFACE (NEZU & NAKAGAWA 1993) 18
FIGURE I-9 : CHAMP DE VITESSE AU VOISINAGE D'UNE SINGULARITE ; VINCONT (1999) 18
FIGURE I-10 : INTERACTION DES ECOULEMENTS ENTRE DEUX SINGULARITES ; A) L'OBSTACLE ISOLE ; B) L'INTERACTION DU SILLAGE ; C) LA RUE ETROITE (VINCONT 1988) 19
FIGURE I-11 : A) PROFILS VERTICAUX B) FLUCTUATIONS LONGITUDINALES, DE LA VITESSE ;LABIOD (2005) 19
FIGURE I-12 : PROFILS VERTICAUX DE VITESSE DES EXPERIENCES DE ZAOULI (2008) 20
FIGURE I-13 : CHAMPS DE VITESSE TRANSVERSALE AU-DESSUS D'UNE RUGOSITE RECTANGULAIRES ; (WANG & CHENG 2006) 20
FIGURE I-14 : ECOULEMENTS SECONDAIRES ET ISOVITESSES DANS DES CANAUX LARGES ;LABIOD (2005) 21
FIGURE I-15 : ECOULEMENTS SUR FOND DE RUGOSITE VARIABLE TRANSVERSALEMENT, A) VARIATION DU FROTTEMENT PARIETAL, C)ISOVITESSES DE U ;LABIOD (2005) 21
FIGURE III-1 : ARCHITECTURE DE ANSYS-FLUENT : A)STRUCTURE DE BASE DU CODE ANSYS-FLUENT; B)UTILITAIRES ASSOCIES SOUS ANSYS 34
FIGURE III-2: VOLUME DE CONTROLE DE LA METHODE DE VOLUMES FINIS EN DEUX DIMENSIONS 37
FIGURE III-3 : SCHEMA UNIDIMENSIONNEL ILLUSTRANT UN VOLUME ELEMENTAIRE D'UN NŒUD 38
FIGURE III-4 : TRAITEMENT PRES DES PAROIS DANS LE CODE " ANSYS-FLUENT " ;BONAKDARI (2006) 43
FIGURE III-5 : SCHEMA ITERATIF DU CODE ANSYS-FLUENT, AVEC L'ALGORITHME SIMPLE ;BENMOUSSA (2013) 45
FIGURE III-6 : TYPES DE MAILLAGE UTILISE PAR LE CODE " ANSYS-FLUENT " 48
FIGURE IV-1 : CONFIGURATION DU CANAL UTILISE POUR LA SIMULATION 52

FIGURE IV-2- CONDITIONS AUX LIMITES **53**
FIGURE IV-3 : MAILLAGE UTILISE POUR LA SIMULATION **53**
FIGURE IV-4 : DISTRIBUTION DE LA VITESSE LONGITUDINALE RE =22000 ..... **54**
FIGURE IV-5 : DISTRIBUTION DE LA VITESSE LONGITUDINALE RE =41000 ..... **55**
FIGURE IV-6 : DISTRIBUTION DE LA VITESSE LONGITUDINALE RE =91000 ..... **55**
FIGURE IV-7 : DISTRIBUTION DE L'ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE RE = 22000 ..... **56**
FIGURE IV-8 : DISTRIBUTION DE L'ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE RE = 41000 ..... **57**
FIGURE IV-9 : DISTRIBUTION DE L'ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE RE = 91000 ..... **57**
FIGURE IV-10 : PROFILS DE VITESSE ADIMENSIONNEE U+ DE HEROUT ET AL. (2011) **61**
FIGURE IV-11 : PROFILS DE VITESSE ADIMENSIONNEE U+ POUR RE =22000 ..... **61**
FIGURE IV-12 : PROFILS DE VITESSE ADIMENSIONNEE U+ POUR RE =41000 ..... **62**
FIGURE IV-13 : PROFILS DE VITESSE ADIMENSIONNEE U+ POUR RE =91000 ..... **62**

Liste des tableaux

TABLEAU II-1 : PARAMETRES DE MODELISATION DU MODELE K-E **31**

TABLEAU III-1 : EQUATION DE TRANSPORT POUR LE MODELE RSM. **36**

TABLEAU III-2 : VALEUR DE ØI EN FONCTION DE SENS D'ECOULEMENT **40**

TABLEAU III-3 : INTERPOLATION DE $\emptyset W$ DE LA FACE W PAR LE SCHEMA HYBRIDE... **40**

TABLEAU IV-1– NOMBRES DE REYNOLDS ETUDIES **51**

TABLEAU IV-2: VALEURS DES CONSTANTES EMPIRIQUES DE MODELE K-ε STANDARD **53**

TABLEAU IV-3 : VALEURS DE KS ET REK ISSUES DE SIMULATION NUMERIQUE **58**

TABLEAU IV-4 : VALEUR KS ET REK DE EXPERIMENTAL HEROUTA ET AL. (2011)..... **58**

TABLEAU IV-5 : VALEURS NUMERIQUE DE $UT, \Delta p$ ET DE λ EN FONCTION DU REYNOLDS ET DE L'ETAT DE SURFACE VALEUR **59**

TABLEAU IV-6 : VALEUR EXPERIMENTALE DE UT ET DE λ EN FONCTION DU REYNOLDS ET DE L'ETAT DE SURFACE VALEUR HEROUT ET AL. (2011) **59**

TABLEAU IV-7 : COMPARAISON DES VITESSES DEBITANTES **60**

TABLEAU IV-7 : VALEUR DE β NUMERIQUE..... **63**

TABLEAU IV-8 : VALEUR DE β EXPERIMENTAL HEROUT ET AL. (2011) **63**

Nomenclatures

Symbole	Unité (SI)	Signification
a	-	Constante dans les fonctions fonction de proximité de surface
b	m	Demi-largeur du canal
B	m	Largeur du canal
Br	-	Fonction de rugosité
C	-	Constante d'intégration de la loi logarithmique
cf	-	Coefficient de frottement
Cij	-	Tenseur d'advection
Dh	m	Diamètre hydraulique
dij	-	Transport par diffusion turbulente
E	-	Constante empirique égale à 9.79
Fr	-	Nombre de Froude
fs, fwb, fw1	-	Fonctions de proximité de surface
f		Fonction de proximité
g	m s-2	Constante universelle de la gravité
g'	-	Fluctuation de g
i et j	-	Indices
I	%	Pente du canal
It	-	Intensité turbulente
k	m^2s^{-2}	Energie cinétique turbulente
kS	m^2s^{-2}	Energie cinétique turbulente à la surface libre
K_s	m	Rugosité équivalente en grains de sable de Nikuradse
K_S^+	-	Le nombre de rugosité
K_{SR}^+	-	Limite inférieure du régime pleinement rugueux en termes de rugosité
K_{SS}^+	-	Limite supérieure du régime lisse en termes de rugosité
l	m	Echelle de longueur des tourbillons énergétiques à la surface libre
L	m	Echelle de longueur des tourbillons énergétiques
ni	-	Vecteur unitaire normale
$\vec{n}$	-	Vecteur unitaire
p	Pa	Pression moyenne
P'	Pa	Fluctuation de pression
Δp	Pa	perte de charge
Pe	-	Nombre de Peclet
Q	m^3s^{-1}	Débit hydraulique
Re	-	Nombre de Reynolds
Re_k	-	Nombre de Reynolds rugueux
Re	-	Nombre de Reynolds lié à la vitesse de frottement u*
Rh	m	Rayon hydraulique
s	-	Variable d'espace ou de temps
Sij	-	Tenseur de taux de déformation

SØ	-	terme source de la propriété Ø
U,V,W	$m\ s^{-1}$	Composantes de la vitesse moyenne dans le repère (O,x,y,z)
Ui	$m\ s^{-1}$	Composante de la vitesse suivant la direction i
u, v, w	$m\ s^{-1}$	Composantes des fluctuation de vitesses dans le repère (O,x,y,z)
Umoy	$m\ s^{-1}$	Vitesse moyenne longitudinale
Up	$m\ s^{-1}$	Vitesse moyenne longitudinale
<U>	$m\ s^{-1}$	Vitesse débitante
u*	$m\ s^{-1}$	Vitesse de frottement
u_τ	$m\ s^{-1}$	Vitesse de frottement
U^+	-	Vitesse adimensionné
$\bar{U}$	$m\ s^{-1}$	Vitesse moyenne longitudinale
$\bar{V}$	$m\ s^{-1}$	Vitesse moyenne transversale
$\bar{W}$	$m\ s^{-1}$	Vitesse moyenne verticale
x	m	Cordonnée longitudinale
y	m	Cordonnée transversale
Y^+	-	Variable interne
z	m	Cordonnée verticale prise par rapport au sommet des éléments rugueux
Z	m	Coordonnée verticale prise en considération de (Z=z+z0)
zn	m	Distance à partir de la surface libre
zp	m	Distance à la paroi de centre de la première cellule
Z^+	-	Variable interne
ε	m^2s^{-2}	Taux de dissipation
εs	m^2s^{-2}	Taux de dissipation à la surface libre
εp	m^2s^{-2}	Dissipation de l'energie cinétique près de paroi
κ	-	Constante de Von Karman
μ	$Kgm^{-1}s^{-1}$	Viscosité dynamique
λ	-	coefficient de perte de charge
ν	m^2s^{-1}	Viscosité cinématique de l'eau
-νt	m^2s^{-1}	Viscosité turbulente
ξ	-	Variable verticale contenant le décalage z0
Π	-	Paramètre de Coles
σk	-	Constante empirique de diffusion
ρ	$Kg.\ m^{-3}$	Masse volumique de l'eau
τb , τL	-	Frottement de cisaillement sur la paroi du fond et la paroi latérale
<τ>	-	Frottement moyen
Ω	-	Composante longitudinale de la verticité
Ψ	-	Fonction de courant
ΓØ	-	Coefficient de diffusion de la propriété Ø
Øij	-	Redistribution par les corrélations pression-déformation
Ω	-	Verticité longitudinale
Ωij	-	Tenseur de rotation moyenne

Introduction Générale

De nos jours, de nombreux secteurs industriels sont concernés par des problématiques touchant à la mécanique des fluides (dynamique ou statique). Le secteur le plus évident est sans aucun doute le secteur aéronautique, toutefois d'autres secteurs sont aussi concernés comme l'ingénierie navale, l'ingénierie biomédicale (la circulation sanguine), la météorologie ou encore dans des domaines aussi singuliers que celui des effets spéciaux. En résumé, la mécanique des fluides constitue encore actuellement un domaine vaste et présentant toujours des défis qui se renouvellent avec les avancées technologiques et numériques.

Ces avancées numériques se sont démocratisées dans les milieux de la recherche et le milieu industriel. L'accès aux outils et à la puissance informatique est devenu beaucoup plus aisé qu'auparavant. Cette nouvelle tendance s'observe par la transition de la majorité des tests de l'expérimental vers le numérique, ce dernier étant beaucoup plus facile à mettre en œuvre et beaucoup moins cher aujourd'hui.

Dans le présent travail, nous nous intéressons à la modélisation des écoulements turbulents d'un fluide incompressible dans une conduite étroite à paroi rugueuse. Une approche CFD a été adoptée (CFD en anglais pour *Computational Fluides Dynamics*).

Dans un premier temps, nous abordons l'écoulement à l'intérieur du canal avec une surface lisse, puis on augmente la rugosité de la surface pour trois cas différents du nombre de Reynolds : 22000, 41000 et 91000. Le but est d'étudier l'effet de différents degrés de rugosité sur la structure de l'écoulement, comme l'effet du frottement sur la vitesse de fluide et la perte de charge provoquée. Nous avons fait cette expérience numérique en utilisant de l'eau liquide comme fluide et à différents degrés de nombre de Reynolds. Nous avons utilisé le modèle k-ε pour modéliser la turbulence ; ce modèle incorporé dans le code de calcul ANSY-Fluent.

Ce code CFD est basé sur la méthode des volumes finis pour formuler un problème continu d'un écoulement continu sous forme discrète. L'écoulement à la proche paroi s'appuie sur une résolution spécifique par le modèle k-ε de la couche limite. La formulation des lois standards de paroi nécessite des paramètres de paroi, à savoir, la vitesse de frottement u_τ et la rugosité équivalente ks.

Pour ce faire, ce mémoire se décompose en quatre chapitres :

- Dans ce premier chapitre, nous présentons une synthèse bibliographique donnant dans sa première partie les différentes formes des Rugosités qui peuvent être rencontrées le long du paroi d'un conduite étroite, dont le but est de classifier les état de surface en fonction de leurs formes de Rugosité et de leurs répartitions. Ensuite, nous avons passé

en revue un groupe d'études qui intéressé par l'étude de l'impact de la rugosité sur les écoulements dans le but de développer un aperçu du sujet.

- Le deuxième chapitre, est consacré à la présentation des concepts physiques et mathématiques permettant de construire les équations modélisant les écoulements turbulents. Dans l'ordre : on traitera des équations régissant la dynamique des fluides et de la turbulence
- Le troisième chapitre, est consacré à la présentation du code de calcul ANSYS-Fluent utilisé dans notre travail, ainsi la méthode de résolution employée pour la discrétisation de l'équation générale de transport de quantité de mouvement. Le maillage du domaine de calcul et les conditions aux limites imposées lors de simulations sous l'outil de résolution seront aussi abordés.
- Dans le quatrième chapitre nous présentons les résultats des simulations réalisées. En premier lieu nous commençons par analyser la structure de l'écoulement À l'intérieur du canal en présence de Différentes qualités de rugosité. Nos travaux de simulations traitent trois cas d'écoulement différent par le nombre de Reynolds suivants : 22 000, 41 000 et 91 000.

Dans la conclusion générale, nous ferons mentionner les constatations importantes dans ce travail, ainsi que nous indiquons quelques perspectives sur des travaux futurs.

Chapitre I.

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

Chapitre I. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1 Introduction

Dans le présent chapitre, on donne des généralités sur les effets de la rugosité sur la qualité de l'écoulement de fluides dans des conduites. On citera ensuite une synthèse de travaux antérieurs effectués dans ce domaine puis un rappel théorique sur les écoulements rugueux.

I.2 Définitions relatives à la Rugosité

La confusion est souvent faite entre le degré de propreté et la rugosité d'une surface. Ces deux notions sont totalement différentes et totalement indépendantes. Il est possible d'avoir une surface rugueuse et de surcroît propre et une surface lisse et sale.

- La ***rugosité*** pourrait être assimilée comme élément complémentaire du degré de soins ou comme l'élément essentiel de contrôle, suivant la nature des traitements ou revêtements postérieurs. Ces revêtements sont diverses et variés, on évoque la peinture, la métallisation, le nickelage, le chromage, …
- La ***propreté*** relève d'une caractéristique chimique (présence de corps étrangers sur une surface) ; alors que la rugosité relève d'une caractéristique physique de l'objet.

I.2.1 Description des différentes formes des Rugosités

Les écoulements à surface libre en canaux naturels ou artificiels se caractérisent souvent par la présence des singularités aux parois, composées des éléments rugueux de tailles et de répartitions différentes. Selon la répartition des éléments constitutifs des singularités sur les parois et leurs rapports d'immersion, on distingue les configurations des écoulements suivantes : écoulement sur paroi rugueuse, écoulement sur macro-rugosités et écoulement en présence d'un obstacle.

I.2.2 Rugosités aléatoires ou de types « grains de sable »

On définit la *« rugosité aléatoire »* comme étant celle qui a été conçue de façon imprévisible ou de manière stochastique. Elle diffère des rugosités organisées, engendrées par une machine outil. La rugosité devient donc l'ensemble des irrégularités d'une surface de longueur micro ou macroscopique. Dans l'absolu, tous matériaux (de même ceux qui sont dits « polis miroir ») sont rugueux. On parlera donc de *« rugosité relative »*. Ainsi un matériau sera considéré comme « lisse » en fonction de l'usage pour lequel il a été conçu ; mais il ne sera jamais lisse de façon « absolue ».

I.2.3 Rugosités organisées - Analyse d'une surface

Le profil de la surface est obtenu par la coupe de la surface par un plan normal à celle-ci. C'est à partir de ce profil que l'analyse de l'état de surface est réalisée. On distingue donc des défauts géométriques de 4 ordres de grandeur

- ***Défauts d'ordre 1 :*** Ils correspondent aux défauts géométriques des surfaces (planéité, rectitude, circularité)
- ***Défauts d'ordre 2 :*** Ils sont relatifs aux ondulations inscrites dans le profil et sont représentés par une ligne ondulée caractérisée par une ligne dite « ligne enveloppe supérieure » ou LES. Ces irrégularités sont dues aux vibrations machines, à leurs défauts et aux traitements thermiques appliquées à ces surfaces. Le pas de ces irrégularités (distance entre deux sommets) est de l'ordre du millimètre.
- ***Défauts d'ordre 3 :*** Ce sont les stries de rugosités de la surface de la pièce. Ce sont ceux qui caractérisent la rugosité (avec les défauts d'ordre 4). Ces sillons et stries sont tracés avec régularité sur la pièce avec un pas compris entre 0.02 et 0.5 mm environ. Ils sont dus aux vibrations à hautes fréquences de la pièce et de l'outil, et au mouvement d'avance lors de l'usinage.
- ***Défauts d'ordre 4 :*** Ces derniers sont les plus irréguliers et sont souvent accidentels : arrachement de la matière, fente, etc… Le pas entre deux irrégularités est au maximum de 20 micromètres

I.3 Ecoulement sur parois rugueuses

En mécanique des fluides, surtout en hydraulique et en aéraulique, une attention particulière est portée sur la rugosité des conduits étant donné que les pertes de charges occasionnées sont directement liées à l'état de surface des conduits.

On appelle écoulement sur paroi rugueuse, tout écoulement s'effectuant au-dessus d'une paroi présentent une rugosité dont les éléments constitutifs ayant des hauteurs relativement faibles par rapport à la hauteur de l'écoulement. Dans la majorité des études réalisées sur ce type d'écoulement, les auteurs ont interprété l'effet de la rugosité sur l'écoulement par une rugosité équivalente, souvent appelée rugosité équivalente en grain de sable (Nikuradse 1933).

Sur la figure I-1, qui représente le diagramme de Nikuradse, on identifie un coefficient de frottement en ordonnée et le nombre de Reynolds en abscisse. L'évolution du coefficient de frottement dans le cas d'un revêtement lisse est différente du cas rugueux ; on identifie donc deux zones d'influence distinctes –2 « turbulent lisse –3 « turbulent rugueux ». Les rugosités stabilisent l'évolution du coefficient de friction ce qui engendre des pertes de charges qui diffèrent selon la qualité *des « surfaces flottantes »*.

En hydraulique, la perte de charge correspond à l'énergie dissipée par le frottement du liquide. Cette énergie doit être compensée afin de permettre au liquide de se déplacer ; lorsqu'on est en présence de frottement, le théorème de Bernoulli ne peut plus s'appliquer car il y a perte de charge. On se sert donc du théorème de Bernoulli généralisé qui s'écrit ainsi :

$$\frac{V_1^2}{2g} + z_1 + \frac{P_1}{rg} = \frac{V_2^2}{2g} + z_2 + \frac{P_2}{rg} + \Delta h \qquad \text{(I-1)}$$

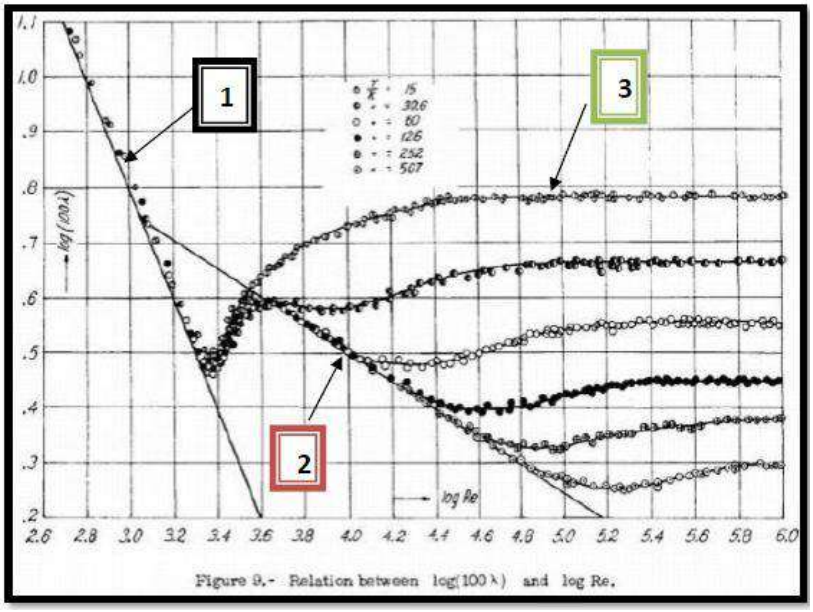


Figure I-1 : Diagramme de Nikuradse

1 −Droite de Poiseuille -laminaire $\lambda=\frac{64}{Re}$

2 -Droite de Blasius -turbulent lisse $\lambda=0.3164\ \mathrm{Re}^{-1/4}$

3 -Droite de Nikuradse -turbulent rugueux $\frac{1}{\lambda} = 2.03\log_{10}\frac{a}{k} + 1.74$

1.4 Revue bibliographique

De nombreux autres travaux ont été consacrés à l'étude de ce type d'écoulement, on peut citer:

Dans les expériences de Chenl et Chiew (2003), réalisées sur un écoulement à surface libre, dans un canal rectangulaire de 30m de longueur, 0,7m de largeur, pour étudier l'effet de changement brusque de rugosité du fond sur la vitesse et les caractéristiques de turbulence. Dans ces expériences, les premier 16m de canal sont pratiquement plat, et la partie située entre x = 16m et x = 18m, présente une rugosité du fond composée d'une couche de billes de hauteur ks = 1,2cm placés au-dessus d'une plaque d'aluminium d'épaisseur 5mm (Figure I-2). Chenl et Chiew ont constaté que les contraintes de tenseur de Reynolds présentent une variation brusque au-dessus de la première partie rugueuse, tandis que les contrainte de frottement changent graduellement dans la zone lisse jusqu'à une valeur stable au-dessus de la partie rugueuse.

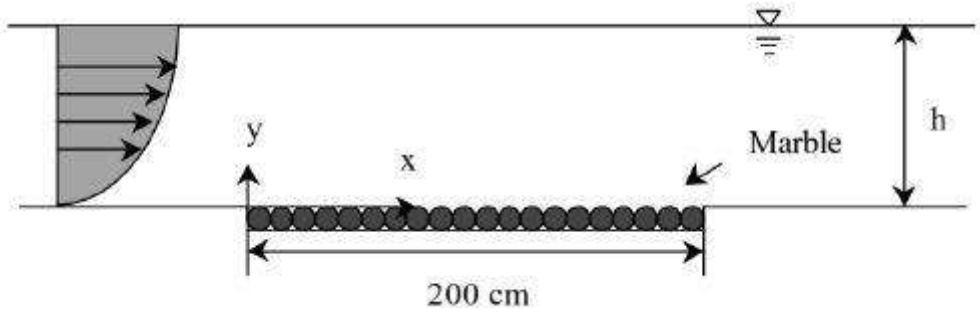


Figure I-2 : Changement brusque de la rugosité du fond; Chenl et Chiew (2003)

Dans les expériences de Labiod (2005), la rugosité du fond est composée de barrettes parallélépipédiques d'épaisseur 5 mm et de largeur 3cm collées suivant la direction perpendiculaire de l'écoulement à espacement constant de l'ordre de 6cm sur le fond d'un canal rectangulaire (Figure I-3). Ces expériences sont réalisées avec deux modes d'implantation des barrettes du fond. Dans la première configuration, la longueur les barrettes égale à la largeur du canal (Figure I-3-a), et dans la seconde, les barrettes ont une longueur de 18 cm (environ un tiers de la largeur du canal), dans la zone centrale de paroi du fond (Figure I-3-b). Dans ses expériences, l'auteur a utilisé une méthode d'extrapolation, dont cette méthode est commencée par la détermination des couples correspondantes aux valeurs de la vitesse de frottement u* et du décalage de l'origine z0 par l'extrapolation linéaire des profils de $-\overline{uw}$, qui permettent de déterminer les valeurs de ks correspondantes en utilisant les lois standards de paroi.

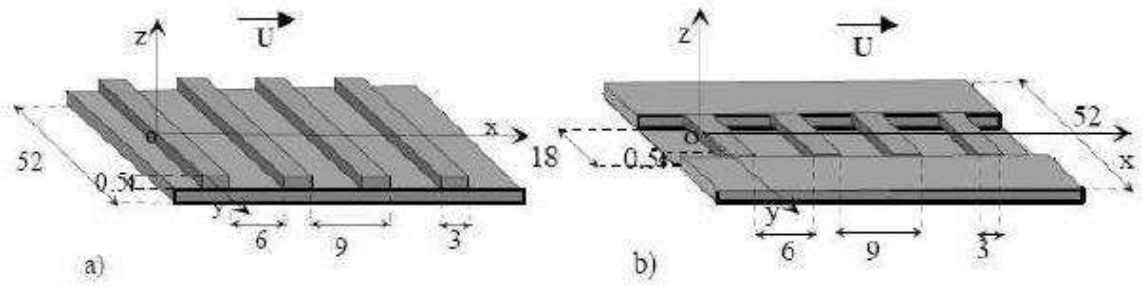


Figure I-3 : Géométrie des rugosités utilisées par Labiod 2005 (dimensions en cm) ;
a) Rugosité homogène ;b) Rugosité non homogène

Zeghib et Talbi (2008) ont étudié un cas de cyclone. C'est un dispositif biphasé pour la séparation des particules. Il est employé couramment dans le domaine des applications industrielles. Le code Fluent prévoit très bien les phénomènes physiques du cyclone. L'étude numérique de l'aérodynamique a été basée sur trois cyclones avec différents diamètres inférieurs du cône du cyclone avec différentes vitesses d'entrée. Trois modèles numériques ont été comparés à savoir RNG k-ε, k-ε et le RSM (Reynolds Stress Model). L'attitude tridimensionnelle de l'écoulement a été confirmée. La chute de pression augmente avec l'augmentation des vitesses d'entrée pour tous les modèles de turbulence étudiés. La chute diminue avec l'augmentation du rapport du diamètre du cône et le meilleur choix est le

cyclone 1. La vérification des résultats a mis en évidence l'avantage du modèle des contraintes de Reynolds. Ce modèle capte mieux les phénomènes dans un écoulement tourbillonnaire intense en présence des parois, mais une grande difficulté a été atteinte pour arriver à la convergence.

Une étude de Aoues (2015) traite l'influence des rugosités artificielles sur les performances thermiques des capteurs solaires plans à air. Ce travail présente une optimisation du coefficient de transfert par convection dans un collecteur solaire plan entre le fluide caloporteur et la plaque absorbante du rayonnement solaire. Cette optimisation peut être obtenue par augmentation de la surface d'échange par introduction des obstacles de formes géométriques différentes. Pour cela, nous avons garni la veine d'écoulement d'air par plusieurs rangées d'obstacles de formes cylindriques placées perpendiculairement à l'écoulement. Ces obstacles sont assimilés à des rugosités artificielles dites chicanes. Le travail consiste à déterminer les performances thermiques et dynamiques de la configuration proposée par la méthode pas à pas tout en utilisant les corrélations de Zukauskas concernant le nombre de Nusselt et le régime d'écoulement.

HEROUT et al. (2011) avaient comme but lors de leur étude l'obtention de données expérimentales pour définir une loi de paroi hydraulique et thermique spécifique, utilisée par les codes industriels de CFD. L'étude expérimentale basée sur un banc de mesure conçu pour reproduire les conditions d'écoulement typiques du refroidissement des moteurs automobile, a été menée afin de mesurer les profils de vitesse et de température. L'écoulement turbulent a été caractérisé sur une plage du nombre de Reynolds allant de 20 000 à 90 000, avec différentes sections d'essais, présentant une rugosité de type grain de sable croissante. Les trois composantes de l'écoulement ont été mesurées, en utilisant la vélocimétrie laser Doppler, et la vélocimétrie par image de particules. Les résultats obtenus donnent accès aux grandeurs turbulentes, aux profils de vitesse adimensionnée, et au déficit de vitesse dans la couche limite. Ces résultats sont satisfaisants pour définir une loi de paroi hydraulique appropriée au régime rugueux.

ALLEN et al .(2007) publient un travail intituled "Turbulent flow in smooth and rough pipes". Des expériences récentes à l'Université de Princeton ont révélé des aspects du comportement d'écoulement régulier des tuyaux qui suggèrent une mise à l'échelle plus complexe que précédemment. En particulier, les résultats du gradient de pression donnent une nouvelle relation de facteur de friction pour les tuyaux lisses, et les profils de vitesse indiquent la présence d'une région de loi de puissance proche paroi et, pour les nombres de Reynolds supérieurs à environ 400×10^3, une région logarithmique plus loin. Nouvelles expériences sur un tuyau rugueux avec une finition de surface aiguisée avec k_{rms} /d = $19{,}4\times 10^{-6}$, sur une plage de nombres de Reynolds de 57×10^3–21×10^6, montrent que dans le régime transitoire rugueux, cette surface suit une relation de facteur de friction flexionnelle plutôt que la relation monotone donnée dans le diagramme de Moody. La mise à l'échelle de la couche externe des données de vitesse moyenne et des intensités de turbulence dans le sens du courant pour le tuyau rugueux montre un excellent effondrement et fournit un solide soutien à l'hypothèse de similarité de la couche extérieure de Townsend pour les écoulements

à parois rugueuses. Les spectres de paroi rugueuse dans le sens des courants concordent également bien avec les données de paroi lisse correspondantes. Le tuyau a présenté un comportement lisse pour $k_s^+ \leq 3{,}5$, qui soutient la suggestion que le tuyau lisse d'origine était en effet hydrauliquement lisse pour $\mathrm{R_{eD}} \leq 24 \times 10^6$. La relation entre le changement de vitesse,$\Delta U/u_\tau$, et le nombre de Reynolds de rugosité , K_s^+ , a été utilisé pour généraliser la forme de la transition d'un écoulement lisse à un écoulement totalement rugueux pour une rugosité relative arbitraire $\mathrm{k_{rms}}$ /d . Ces prédictions s'appliquent aux tuyaux affûtés lorsque la séparation du diamètre du tuyau par rapport à la hauteur de rugosité est importante et diffèrent considérablement des courbes Moody traditionnelles.

Tsikata et Tachie (2012) ont réalisé des expériences dans un canal en charge, la rugosité est composée de barrettes parallélépipédiques de ks = 6mm collées à espacement régulier sur la paroi du fond et placées perpendiculaire à la direction de l'écoulement, ayant une longueur égale à la largeur de canal. Dans cette étude les auteurs ont conclu que la présence de rugosité affecte sensiblement sur le gradient de pression et la distribution des lignes de courant le long du canal. La Figure I-4, présente la configuration de rugosité utilisée pour ce canal de test.

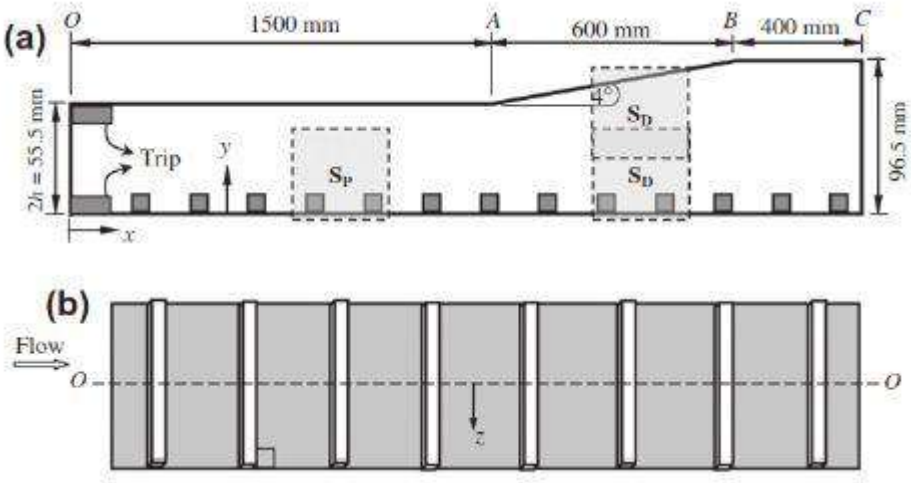


Figure I-4 : Configuration du canal de test ;a) vue latérale ;b) vue de dessus ; Tsikata & Tachie (2012)

Bekhtiet et Guerri (2012) étudient des effets de la rugosité sur les performances aérodynamiques des pales d'éoliennes est très importante, car dans la pratique l'état de surface des pales n'est pas souvent lisse et propre. Il y a toujours des impuretés qui les couvrent, ce qui provoque d'importantes variations des performances aérodynamiques. Les résultats obtenus ont montré que les rugosités de la surface du profil ont pour effet de dégrader les performances aérodynamiques des pales: la trainée augmente et la portance diminue. Cependant, pour les grandes incidences, après décrochage, la rugosité n'influe pas sur les caractéristiques aérodynamiques. Le cas traité dans cette étude concerne une rugosité qui couvre toute la surface du profil et qui est distribuée uniformément. Les résultats obtenus ont la même allure que les données expérimentales trouvées dans la littérature. La simulation de l'écoulement autour d'une pale en 3D avec une distribution de rugosité non homogène permettra une meilleure validation des modèles appliqués.

REBHI et al. (2014) ont étudié numériquement un écoulement autour d'un obstacle bidimensionnel 2D à l'aide de la technique de dynamique de fluide computationnelle (CFD). Le but de cette étude est d'évaluer les performances de ANSY CFX v12.1 pour la simulation des écoulements turbulents du vent en utilisant les équations de Navier-Stokes avec plusieurs modèles de turbulence. L'évaluation est basée sur la comparaison des résultats prédits avec ceux obtenus expérimentalement CEDVAL 1-3. Les résultats expérimentaux ont été produits dans une soufflerie à l'Institue Métrologique de l'Université de Hambourg. Notre objectif principal dans cette étude est de trouver le modèle de turbulence approprié pour la simulation d'un écoulement complexe en présence de séparation et de rattachement. Nous avons considéré cinq modèles de turbulences, à savoir le modèle k-ε standard, le modèle k-ε réalisable, le modèle RNG k-ε, le model k-ω standard et le modèle SST k-ω. Des maillages adéquats ont été utilisés pour répondre aux critères exigés par chaque modèle de turbulence.

BENMEBAREK (2015) présente une étude sur la Modélisation des écoulements à surface libre en présence de singularités du fond. Les écoulements à surface libre dans les milieux naturels, se produisent souvent en présence de singularité du fond considérée comme une rugosité. Dans de telle situation, la définition des conditions aux limites dans les modèles de turbulence du 1er et du 2nd ordre s'effectue en général en utilisant les lois standards de paroi, à savoir, la distribution logarithmique de la vitesse moyenne, ainsi des propriétés turbulentes déduites de l'hypothèse d'équilibre production-dissipation de l'énergie cinétique turbulente pour la turbulence. Cette approche présente des insuffisances liées à la négligence de l'écoulement dans la zone rugueuse, où l'écoulement est fortement influencé par les éléments rugueux.

Florens et al. (2013) ont traité la sous-couche de rugosité dans un canal ouvert turbulent ; un écoulement sur un mur très rugueux est étudié expérimentalement à la fois dans la canopée et au-dessus en utilisant la vélocimétrie d'image de particules en obtenant une optique complète accès avec de nouvelles méthodologies sans perturber le couler. Cela a permis des estimations fiables de la double moyenne profils moyens et de turbulence à obtenir en minimisant et quantifier les erreurs habituelles introduites par échantillonnage temporel et spatial limité. Il est montré, pour exemple, qu'un mauvais échantillonnage spatial peut conduire à des profils verticaux dans la sous-couche de rugosité. Ensuite, afin de mieux définir et déterminer la hauteur de la sous-couche de rugosité, une méthodologie basée sur la dispersion spatiale mesurée est proposé qui prend en compte l'échantillonnage temporel les erreurs. Les résultats révèlent des valeurs bien inférieures à l'habituel plus des estimations ad hoc pour toutes les statistiques.

Une Etude expérimentale de l'hydrodynamique d'un écoulement turbulent sur fond rugueux en situation naturelle a été présentée par ROUZES (2015). L'étude concerne les couches limites turbulentes dans le cas d'écoulements à surface libre sur fond rugueux homogène. Afin de réaliser cette étude, deux dispositifs de mesure PIV par stéréoscopie (PIV 2D-3C) ont été mis en place avec comme double objectif de fournir les lignes directrices au design d'un système stéréoscopique PIV in situ et d'étudier l'influence de la faible submersion des éléments rugueux sur la structure universelle de la couche limite sur fond rugueux. Pour le premier objectif, le dispositif de mesure a permis un accès optique facilité par un point de vue incliné des caméras à la zone proche des rugosités dans des conditions naturelles d'écoulement (turbidité et éclairement naturels). Les mesures de vitesse ont été faites dans un canal hydraulique de petite dimension (12 m x 0,5 m x 0,25 m) rempli d'hémisphères

positionnées en quinconce. Une étude paramétrique de l'influence de l'inclinaison des caméras ainsi que de la turbidité de l'eau sur la qualité des mesures de vitesse a été entreprise. Pour le second objectif, les investigations expérimentales ont été réalisées dans une veine hydraulique de plus grande dimension (26 m x 1,10 m x 0,50 m), dont le fond rugueux est constitué par des cubes en PVC de 2 cm de côté comme dans l'étude de Florens et al. (2013).

Reulet et al. (2015) ont traité l'Effet de la rugosité sur le frottement pariétal et les transferts de chaleur. C'est une étude expérimentale et numérique. Quatre maquettes rugueuses sont définies sur la base d'hémisphères régulièrement répartis et de diamètres croissants. Une campagne de mesure permet la caractérisation des profils de vitesse et de température dans la couche limite et l'identification des coefficients de frottement et d'échange thermique. Des simulations numériques avec un code de couche limite ont permis de reproduire les résultats expérimentaux qui montrent une augmentation du frottement avec la taille des rugosités alors que le transfert thermique varie très peu.

Récemment AMROM V. (2018) traite les lois de paroi pour les écoulements turbulents présentant des gradients de pression adverses. L'utilisation de ces lois de paroi est motivée par la réduction du coût de calcul des simulations grâce à l'utilisation de modèles simplifiés permettant de décrire le comportement du fluide dans les zones de proches parois. Dans le cadre de simulations RANS, des lois de paroi à des modèles bas Reynolds et sensibilisées aux gradients de pression ont été développées. Cette nouvelle forme de lois de paroi est appelée consistante. En effet, la loi de paroi est créée à partir des solutions unidimensionnelles pour un écoulement de Couette par un certain modèle de turbulence. On assure de cette manière la consistance entre la loi et le modèle de turbulence. Il s'agit dune implémentation d'un algorithme éléments finis adaptatif permettant de résoudre les écoulements unidimensionnels. Cette procédure adaptative permet de s'assurer de la qualité des résultats et des maillages utilisés. De plus, la technique des solutions manufacturées est utilisée dans le but de vérifier les solutions obtenues. Dans un second temps, on procède à la construction de la tabulation des lois de paroi grâce à l'utilisation de l'algorithme précédemment développé. Cette tabulation se présente sous la forme d'une matrice à trois entrées : la position, le gradient de pression et les différentes variables physiques. Lors de son utilisation, les conditions limites du problème à l'étude y sont directement interpolées linéairement. Ce travail se termine sur l'essai concluant de la tabulation créée pour le modèle k–ω SST dans le cadre d'un écoulement turbulent unidimensionnel avec différentes distances de raccordement.

I.5 Lois standards de paroi

Dans la zone proche paroi, l'écoulement est contrôlé par des paramètres propres à la paroi, tels que la vitesse de frottement et la viscosité qui devient plus en plus prépondérantes, en plus d'une échelle caractéristique de la rugosité. Le traitement de l'écoulement jusqu'à la paroi est basé sur des résultats expérimentaux permettent de déterminer les paramètres de paroi, ainsi des approches théoriques utilisées par des modèles de turbulence permettant de définir les conditions aux limites à la paroi.

Dans le système des coordonnées (O, x, y, z), où U, V, W et u, v, w désignent respectivement les composantes de la vitesse moyenne et leurs composantes fluctuantes. On

considère que l'écoulement est permanent et pleinement développé en moyenne, signifié que l'écoulement ne fonctionne que dans la direction verticale z (V=W=0), z=h c'est le niveau de la surface libre, et z0 est la hauteur moyenne des rugosités (Figure I-5).

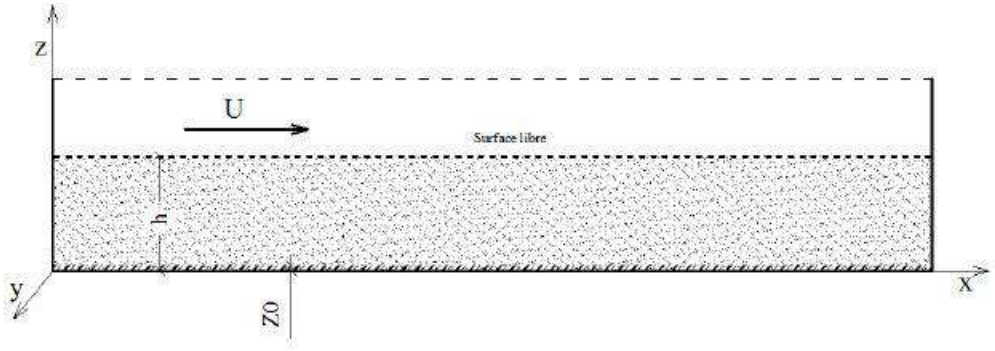


Figure I-5 : Configuration de système des coordonnées (O, x, y, z)

Pour un fluide Newtonien et en négligeant les forces de volume, ces équations s'écrivent suivant la direction principale de l'écoulement, sous la forme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i)}{\partial x_i} = 0 \qquad \text{(I-2)}$$

$$\rho \frac{D(\rho U_i)}{D_t} = \rho\left(\frac{\partial(\rho U_i)}{\partial_t} + \frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_j}\right) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(2\mu D_{ij} - \frac{2}{3}\mu \frac{\partial U_k}{\partial x_k}\right) \qquad \text{(I-3)}$$

Dans l'équation (I.2), l'opérateur de dérivée matérielle est défini par rapport à la vitesse moyenne $\left(\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U_j \frac{\partial}{\partial x_j}\right)$. U_i désignent les composantes du champ de vitesse moyenne suivant la direction i du repère absolu, P est le champ de pression moyenne, μ est la viscosité dynamique du fluide, δ_{ij} est le symbole de Kronecker, et τ_{ij} est le tenseur des contraintes visqueuses donné par l'équation :

$$\tau_{ij} = \mu\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}\delta_{ij}\mu\frac{\partial U_k}{\partial x_k} \qquad \text{(I-4)}$$

D_{ij} est le tenseur des taux de déformation par le gradient de vitesse moyenne :

$$D_{ij} = \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right) \qquad \text{(I-5)}$$

En utilisant un paramètre adimensionnel, dit la cordonné interne ($z^+ = z.\, u^*/\nu$), où u^* et ν sont respectivement la vitesse de frottement et la viscosité cinématique. Généralement, trois zones dans la couche proche paroi sont distinguées.

- La sous-couche visqueuse ($z^+ \leq 5\sim7$), représente la région au contact de la paroi, où les effets turbulents sont négligeables devant les effets liés à la viscosité moléculaire, les paramètres de contrôle sont u* et lw=ν/u* (longueur caractéristique de l'état de paroi).
- La zone intermédiaire ou tampon ($5\sim7 \leq z^+ \leq 30\sim50$), est soumise à des effets visqueux et turbulents d'égale importance où il n'y a pas domination de l'un des effets par rapport à l'autre. Cette région correspond aux limites des domaines de validité des lois

linéaire et logarithmique, telle que l'agitation turbulente devient un petit peu importante

- La couche inertielle ou région logarithmique (30~50≤z+≤200~300), constitue la zone la plus externe de la région interne, où les paramètres de contrôle u* et h. L'écoulement reste fortement conditionné par les lois de paroi, mais les effets visqueux sont peu significatifs devant le frottement turbulent ou les contraintes de cisaillement, où les tensions de Reynolds restent constantes à 5% prés.

I.5.1 Loi logarithmique de vitesse

Dans un écoulement turbulent, l'état des parois lisse ou rugueuse représente les facteurs principaux qui conditionnent la répartition des profils de vitesse, il est possible d'établir deux formes asymptotiques de profile de vitesse, une est établie dans la zone externe ou loin de la paroi et l'autre dans la zone de paroi ou zone interne

I.5.1.1 Pour une paroi lisse

Dans la zone interne, ou zone de paroi, $\xi < 0.1$

$$z^+ = \frac{z}{lw} = \frac{zu^*}{\nu} \qquad -\frac{\overline{uw}}{u^{*2}} + \frac{dU^+}{dz^+} = 1 \tag{I-6}$$

Dans la zone externe, ou zone déficitaire, z+> 50

$$\xi = \frac{z}{h} \qquad -\frac{\overline{uw}}{u^{*2}} = 1 - \xi \tag{I-7}$$

Compte tenu les équations (I-5) et (I-6) et la base d'analyse dimensionnelles, il est raisonnable d'attendre des solutions de la forme :
Lois de paroi dans la zone interne :

$$U^+ = \frac{U}{u^*} = (z^+), \; -\frac{\overline{uw}}{u^{*2}} = g(z^+) \text{ ; avec ; } f(0) = 0 \text{ et } g(0) = 0 \tag{I-8}$$

Loi déficitaire dans la zone externe :

$$\frac{U - U_{max}}{u^*} = (\xi) \text{ ; avec } F(1) = 0 \tag{I-9}$$

Où U_{max} est la vitesse maximale atteinte sur l'axe du canal en charge ou à surface libre. Les deux solutions asymptotiques de la vitesse se raccordent pour les deux zones par une loi logarithmique :

$$\begin{cases} U^+ = f(z^+) = \frac{1}{\kappa} Ln(z^+) + C_s & (a) \\ \frac{U - U_{max}}{u^*} = \frac{1}{\kappa} Ln(\kappa) + E & (b) \end{cases} \tag{I-10}$$

La constante E de la loi déficitaire dépend de l'écoulement. Les deux termes κ (constante de Von Kàrmàn) et C_s sont des constantes universelles, dont les valeurs les plus admises sont :

$$\kappa = 0.41 \text{ et } C_s = 5.2 \tag{I-11}$$

I.5.1.2 Pour une paroi rugueuse

Il y a deux longueurs caractéristiques dans la couche de paroi, la longueur ν/u* liée à la viscosité, et une longueur KS caractéristique de la rugosité de paroi. La loi de paroi s'écrit sous la forme :

$$U^+ = f_1(z^+, K_S^+) \qquad \text{(I-12)}$$

$K_S^+ = \frac{u^* K_S}{\nu}$ est le nombre de Reynolds de rugosité ou nombre de rugosité.

En présence d'une paroi rugueuse, l'origine de la loi logarithmique est adoptée au sommet des rugosités (origine de l'axe Oz). La loi de paroi peut aussi s'écrire sous la forme :

$$U^+ = f_2(z^*, K_S^+) \text{ avec } z^* = \frac{Z}{K_s} = \frac{z+z_0}{K_s} \text{ où } Z = z + z_0 \qquad \text{(I-13)}$$

La loi déficitaire de vitesse (I-9.b) quand K_s/h (plus proche paroi) est suffisamment petit, n'est pas affectée. Donc, la loi logarithmique s'écrire sous les deux formes équivalentes :

Formulation en nombre de Reynolds : $U^+ = \frac{U}{u^*} = \frac{1}{\kappa}\mathrm{Ln}(z^+) + C(K_S^+)$ (I-14)

Formulation en termes de rugosité : $U^+ = \frac{U}{u^*} = \frac{1}{\kappa}\mathrm{Ln}(z^*) + B_r(K_S^+)$ (I-15)

Compte tenu de la double formulation (I-13 et I-14), de la loi logarithmique dans la couche de paroi, les fonctions C et B_r du nombre de rugosité vérifient la relation suivante :

$$C(K_S^+) = B_r(K_S^+) - K^{-1}\,\mathrm{Ln}(K_S^+) \qquad \text{(I-16)}$$

Il n'y a pas de formulation universelle des fonctions du nombre de rugosité $C(K_S^+)$ et $B_r(K_S^+)$ qui dépendent de la nature et de la géométrie des rugosités (Piquet, 1999). Sur les figure (A) et (B) (Figure I-15) sont représentées les fonctions $C(K_S^+)$ et $B_r(K_S^+)$ correspondantes aux ces deux expériences.

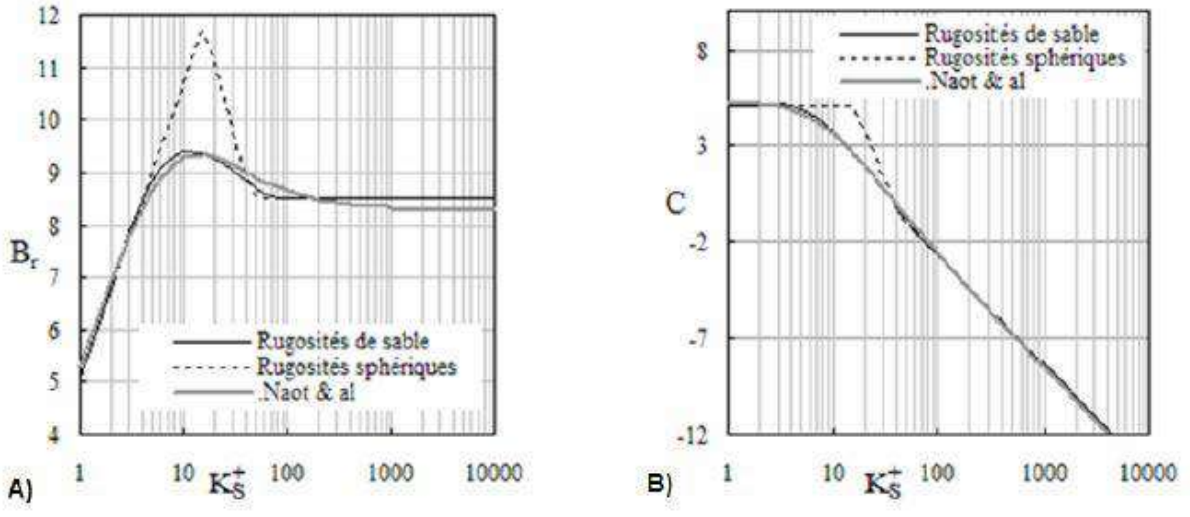


Figure I-6 : Fonctions du nombre de rugosité ; Labiod (2005)

I.5.2 Estimations des paramètres de parois

Les paramètres de paroi, (u^*, K_s, z_0) respectivement la vitesse de frottement, la rugosité équivalente et l'origine de la loi logarithmique, sont directement reliés entre eux par la loi logarithmique du profil de vitesse. Celle-ci étant une loi de similarité des écoulements sur paroi, elle va servir de moyen d'estimation de ces paramètres.

La loi logarithmique de vitesse en formulation de nombre de Reynolds, s'écrit :

$$U^+ = \frac{U}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \mathrm{Ln}\left(\frac{u^*(z+z_0)}{\nu}\right) + C(K_S^+) \qquad \text{(I-17)}$$

I.5.2.1 Estimation de la vitesse de frottement u*

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour l'estimation de vitesse de frottement u^* apparait dans la formulation universelle de vitesse en nombre de Reynolds, nous citons :

- **Estimations de u^* par la méthode de l'extrapolation**

Cette méthode consiste à extrapoler l'expression linéaire des tensions de Reynolds jusqu'à $Z = (z + z_0) = K_s$. Elle est basée sur une analogie avec le cas lisse, où le cisaillement au fond correspond à la valeur en z=0 de la loi linéaire. Ayant effectué un changement de variable dans le cas rugueux, le cisaillement au fond est, par analogie, atteint lorsque $Z=(z+z0)= K_s$

La méthode mise en œuvre par Labiod (2005), débute par la précision des couples (u^*,z_0), qui vérifient la pente de la loi logarithmique ($U \rightarrow K^{-1}u^*\mathrm{Ln}(z + z_0)$ avec une régression au moins 0,99 et l'extrapolation linéaire de profile de contrainte de cisaillement jusqu'à $z=z_0$. En conséquence, le point d'intersection entre les deux courbes citées précédemment détermine u^* et z_0 pour le profile considéré.

- **Estimations moyenne de u^***

L'expression définie ci-dessous est très utilisée, lorsque l'on s'intéresse aux écoulements turbulents uniformes, où la pente de surface libre est prise égale à la pente de paroi du fond.

$$u^* = \sqrt{gR_hI_s} \qquad \text{(I-18)}$$

Où g est l'accélération de la pesanteur, R_h le rayon hydraulique du canal et I_s la pente de la surface libre. Cette méthode donne accès à une estimation globale de la vitesse de frottement, alors que les autres méthodes estiment une valeur de vitesse de frottement locale.

- **Estimations de u^* par la mesure**

Cheng & Castro (2002) ont tenté de mesurer le frottement à la paroi et le comparer à une valeur de u^* expérimentale. Pour justifier leur protocole, ils se basent sur les expressions suivantes :

$$F_f = \int_{Af}(P_f - P_b)dA \quad \text{(I-19)}$$

$$\tau_p = \frac{F_f}{A_t} \quad \text{(I-20)}$$

$$u^*(P) = \sqrt{\frac{\tau_b}{\rho}} \quad \text{(I-21)}$$

où F_f est la traînée exercée sur l'obstacle, P_f la pression à l'avant, P_b la pression à l'arrière de l'obstacle, A_f l'aire frontale de l'obstacle, A_t l'aire caractéristique d'un motif de rugosité et τ_p le cisaillement au fond.

I.5.2.2 Estimations de la rugosité équivalente K_s

Nikora et al. (2002) proposent une méthode basée sur les profils de vitesse. Quand ces profils sont logarithmiques, il y a une régression linéaire de l'expression I-21, permet d'estimer la valeur de la rugosité équivalente K_s :

$$\left(\frac{K_s\bar{u}}{dz}\right)^{-1} = \frac{z-K_s}{z_0} = az+b \quad \text{(I-22)}$$

$$K_s = -b/a \quad \text{(I-23)}$$

où $\bar{u}$ est la vitesse moyenne de l'écoulement, $a=1/z_0 a$ et $b=-K_s/z_0$.

Une autre méthode est celle de Jackson (1981). Cette méthode consiste à prescrire K_s comme étant la hauteur du plan d'application du frottement :

$$K_s = \frac{\int_0^h z\,F(z)dz}{\int_0^h F(z)dz} \quad \text{(I-24)}$$

où $F(z)$) est le profil de la force de frottement dans la paroi du fond.

Idem, le profile logarithmique de vitesse en fonction de KS dans l'équation (I-14) en régime pleinement rugueux (où $B_r(K_S^+) = B_R = 8.5$), peut être donné par l'expression (I-24) :

$$\frac{\bar{u}}{u^*} = \frac{1}{\kappa}\mathrm{Ln}\left(\frac{z+z_0}{K_s}\right) + 8.5 = \frac{1}{\kappa}\mathrm{Ln}(z+z_0) + Cte \text{ ; où : } Cte = = \frac{1}{\kappa}\mathrm{Ln}(K_s) + 8.5 \quad \text{(I-25)}$$

A partir de l'équation (I-24), l'expression de la rugosité équivalente s'écrit :

$$K_s = e^{\kappa(8.5-Cte)} \quad \text{(I-26)}$$

où : Cte = $\frac{\overline{u_0}}{u^*}$, quand Z = (z + z_0) = 1 dans la courbe $\frac{\overline{u_0}}{u^*} = f(Z)$;

I.6 Comportement des contraintes turbulentes

La surface libre freine le mouvement vertical des tourbillons porteurs d'énergie, et les brise en petits tourbillons dissipatifs de faible échelle de longueur. Ce qui conduit à une augmentation du taux de dissipation et une réduction de la viscosité turbulente. Hunt (1984) attribue cet effet à l'action des tourbillons générés dans la zone de paroi, dans la zone proche de la surface libre, la déformation sous l'effet de forces verticales, imposées par l'équilibre entre l'énergie potentielle de la surface déformée et l'énergie cinétique des tourbillons. Comme conséquence, on signale une réduction de la fluctuation verticale et une augmentation des fluctuations parallèles à la surface. La turbulence est donc fortement anisotrope près de la surface, et le cisaillement et la production de turbulence sont faibles, alors que les processus locaux de diffusion turbulente sont plus importants.

Les effets de la surface libre sur la turbulence ont une importance particulière dans la modélisation des écoulements à surface libre (Labiod 2005). Par comparaison au plan de symétrie d'un écoulement en charge, on distingue deux effets principaux de la surface libre sur la turbulence :

- La redistribution de l'énergie cinétique turbulente sur les composantes sphériques du tenseur de Reynolds.
- La réduction de l'échelle de longueur des tourbillons porteurs d'énergie, se traduit par une déformation de celle-ci accompagnée d'une augmentation locale de la pression hydrostatique.

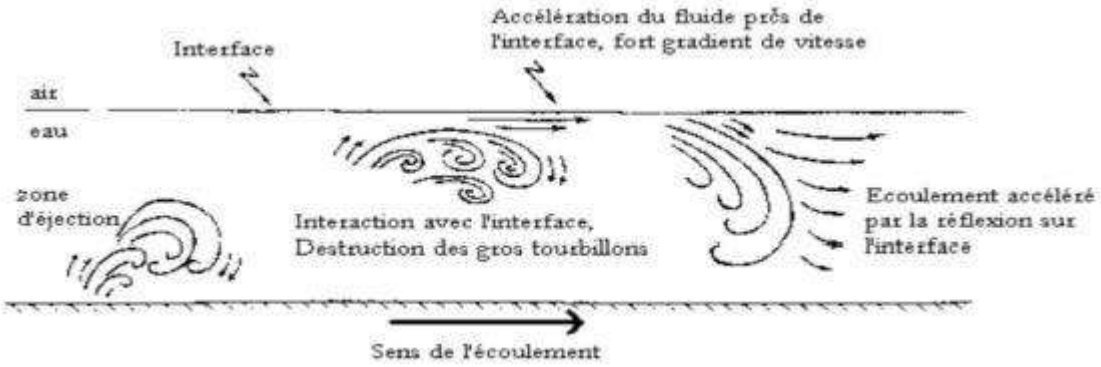


Figure I-7 : Action de l'interface sur l'écoulement ; (Murzyn 2002)

Il en résulte un éclatement des tourbillons énergétiques en tourbillons de tailles plus petites et dissipatifs. Ce mécanisme montré conduit à une augmentation du taux de dissipation et une diminution de l'énergie turbulente ce qui explique la diminution de la viscosité turbulente dans la zone de la surface libre (Murzyn 2002).

La surface libre amorti les fluctuations verticales w sous l'effet de la redistribution longitudinale, et augmente les fluctuations horizontales u,

Ces aspects sont prouvés par les mesures de Nakagawa & al. (1975) et Komori & al. (1987) présentées sur la Figure I-8. La même figure reporte aussi les mesures de Nezu (1977), et Clark (1968) d'un canal en charge, l'exponentielle de Nezu & Nakagawa (1993) et la proposition de Hunt (1984) donnée par l'équation suivante :

$$\frac{w}{u^*} = 1.34\left(\frac{\varepsilon h}{u^{*3}}\right)^{\frac{1}{3}}\left(1-\frac{z}{h}\right)^{\frac{1}{3}}$$

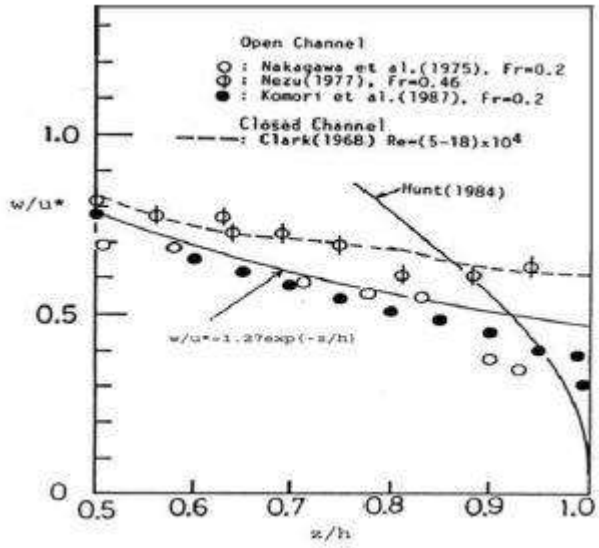


Figure I-8 : Intensités turbulentes dans la zone de surface (Nezu & Nakagawa 1993)

Dans un écoulement proche au régime critique ($F_r \rightarrow 1$), les intensités turbulentes sont beaucoup plus importantes que celles données par la relation (I-26) ; (Nezu & Nakagawa 1993).

I.7 Impact des singularités du fond sur la structure de l'écoulement

L'analyse et la modélisation de l'écoulement au-dessus d'un fond lisse ou rugueux, nécessite une meilleure connaissance des comportements locaux des vitesses et des fluctuations turbulentes près de la paroi, et notamment des composantes du tenseur de Reynolds. Les variations de la surélévation qui représente la différence entre l'état initial de la surface libre et l'état perturbé au-dessus d'une singularité ou un obstacle, font l'objet des expériences de Vincont (1999). Ses expériences conduisent à trouver des informations requises à la vérification apportée à la surface libre et aux niveaux des singularités. Tels que les écoulements qui peuvent être observés autour d'une singularité isolée sous l'effet d'un écoulement incident turbulent, mettent en évidence la présence de trois zones de recirculation (Figure I-9), à savoir une zone de recirculation amont, une zone décollée sur le toit et une zone décollée en aval.

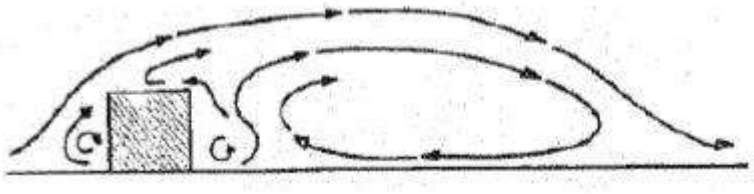


Figure I-9 : Champ de vitesse au voisinage d'une singularité ; VINCONT (1999)

La zone de recirculation aval est suivie d'une région de sillage jusqu'au retour à l'équilibre de l'écoulement incident perturbé. En fonction de la distance entre deux singularités, il y a trois régimes d'écoulement observés, qui sont illustrés dans la Figure I-10.

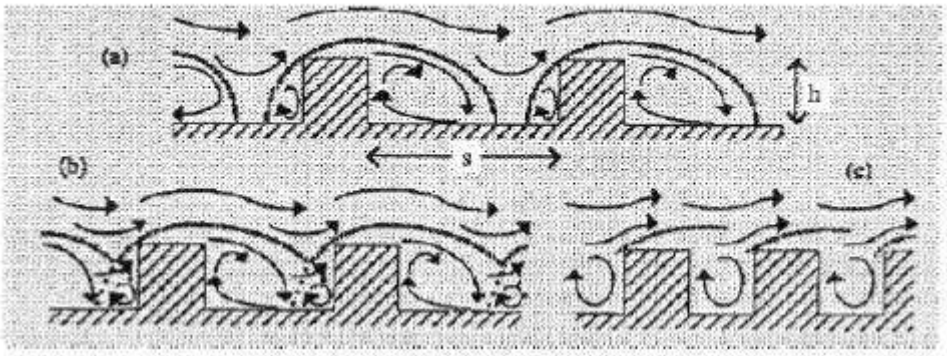


Figure I-10 : Interaction des écoulements entre deux singularités ; a) l'obstacle isolé ; b) l'interaction du sillage ; c) la rue étroite (VINCONT 1988)

Les expériences effectuées à l'aide de l'Anémométrie par Laser Doppler (LDA) en canal ouvert, Poggi et al. (2004a), montrent que l'intensité de perturbation de l'écoulement dans le fond, dépend de la densité des éléments, composant le fond rugueux, et non du nombre de Reynolds.

I.7.1 Distribution longitudinales de vitesse moyenne

L'ensemble de résultats aux niveaux des différentes sections de mesures pour les expériences de Labiod (2005), (Figure I-11), montrent que la structure de l'écoulement est relativement homogène dans la direction de l'écoulement à une distance de la paroi. Les écarts les plus importants s'observent dans la zone proche paroi, dus à la présence des rugosités.

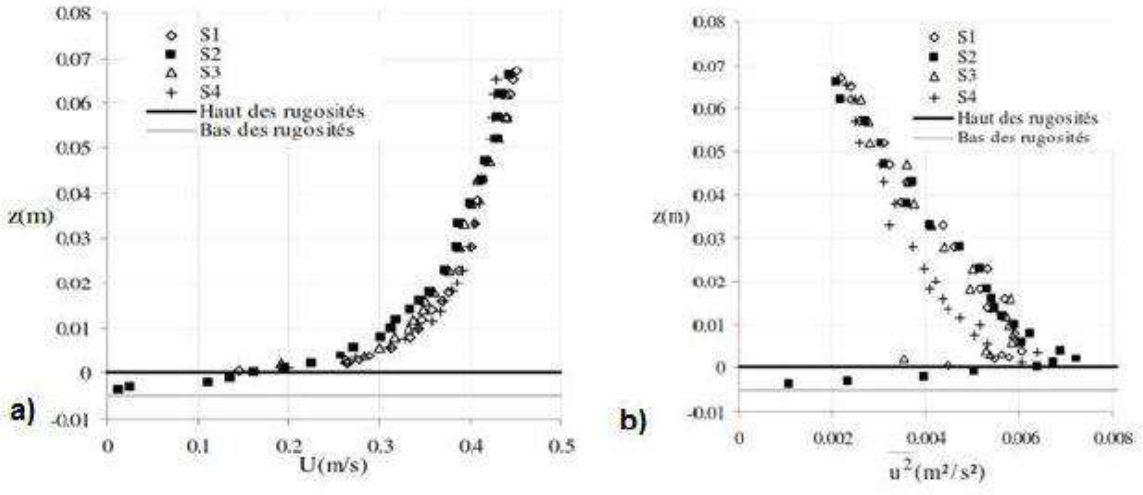


Figure I-11 : a) Profils verticaux b) Fluctuations longitudinales, de la vitesse ;Labiod (2005)

Ces figures montrent un enfoncement de maximum de vitesse à 0.25h au-dessous de la surface libre, ce comportement traduit un retardement de l'écoulement au voisinage de la surface libre, c'est une conséquence directe de la surface libre au contact de l'atmosphère.

La Figure I-13, représente les profils de vitesse logarithmique, conclus des deux essais de simulation numérique de l'expérience de Zaouli (2008). Ces profils traduisent une accélération dans l'axe du canal, et également un important gradient de vitesse au-dessus de la zone rugueuse, mais les profile présentent un retardement de l'écoulement dans la zone de surface à l'approche aux parois latérales.

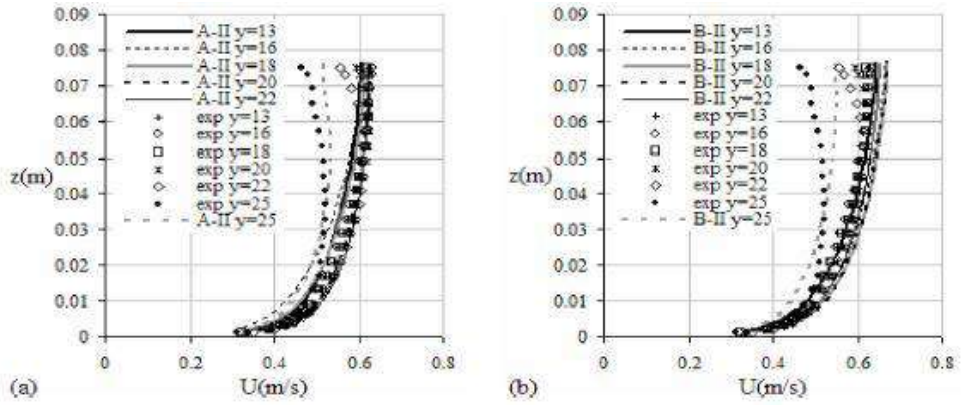


Figure I-12 : Profils verticaux de vitesse des expériences de Zaouli (2008)

Ces deux figures traduisent bien l'évolution de vitesse d'un écoulement pleinement rugueux dans la zone centrale du canal vers un régime lisse en se rapprochant aux parois latérales.

I.7.2 Distribution transversales des courbes iso vitesses

La structure de l'écoulement transversal dépend fortement du contraste de rugosité qui contribue notamment à éloigner le maximum de vitesse de l'axe central, et qui transporte le fluide de faible quantité de mouvement de parois latérales vers la zone centrale du canal et celui de grande quantité de mouvement de la surface libre vers le fond.

Wang & Cheng (2006) dans leurs expériences, démontre que l'hétérogénéité de la rugosité entraîne l'hétérogénéité de la turbulence, ce qui entraîne la formation de courants secondaires.

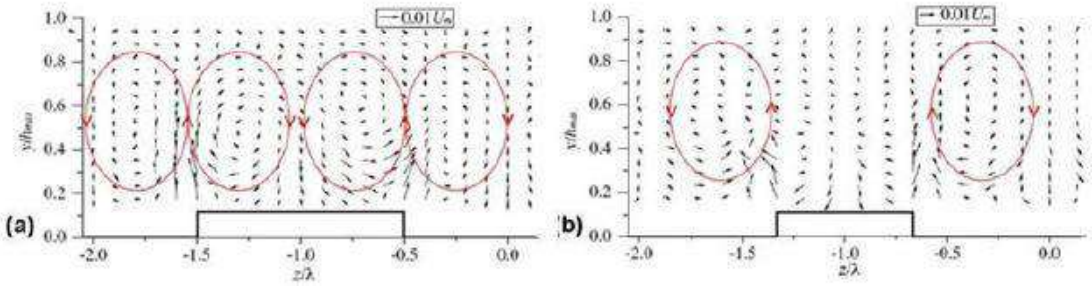


Figure I-13 : Champs de vitesse transversale au-dessus d'une rugosité rectangulaires ; (Wang & Cheng 2006)

Dans le cas d'un canal rectangulaire avec parois lisses, le rapport de forme B/h est le seul paramètre qui peut modifier l'organisation des écoulements secondaires ; (Labiod 2005). Dans le cas d'un canal étroit (B/h<5) on distingue deux cellules contra rotatives autour de la bissectrice du coin (Figure I-24), une au voisinage de la surface libre et autre au voisinage du fond. Pour un rapport de forme B/h= 6, les deux cellules ont presque la même taille, et pour B/h=10, on dénombre trois cellules au-dessous de la bissectrice du coin. Néanmoins, en canal large, l'effet des écoulements secondaires dans la zone centrale est faible ;Labiod (2005).

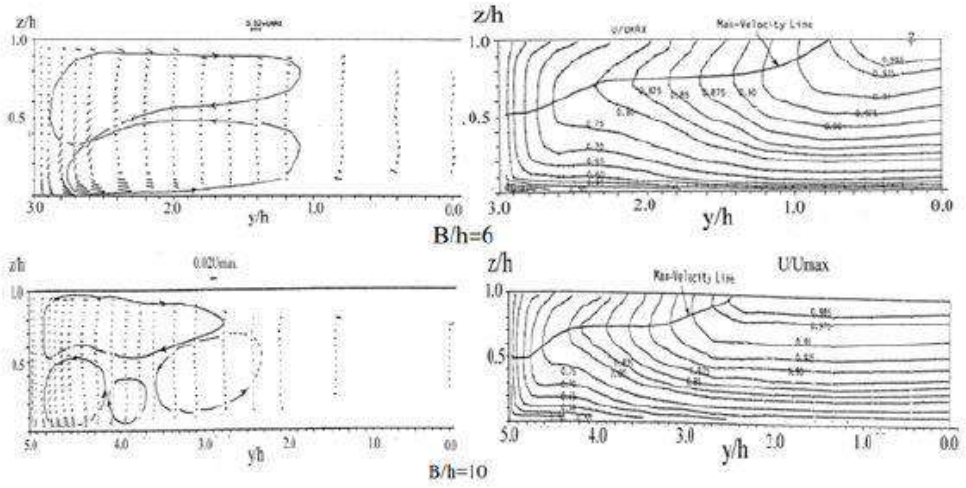


Figure I-14 : Ecoulements secondaires et isovitesses dans des canaux larges ; Labiod (2005)

I.7.3 Profils verticaux des fluctuations turbulentes

Les expériences de Wang et Chang (2005) sur un fond de rugosité variable suivant la transversale, montrent que le frottement pariétal est amplifié par la présence de la rugosité (Figure I-15). La succession périodique de bandes lisses et rugueuses du fond selon la direction transversale, provoque la variation périodique du frottement pariétal suivant la transversale. Cette évolution discontinue du frottement constitue un facteur qui influence nettement sur l'anisotropie de la turbulence.

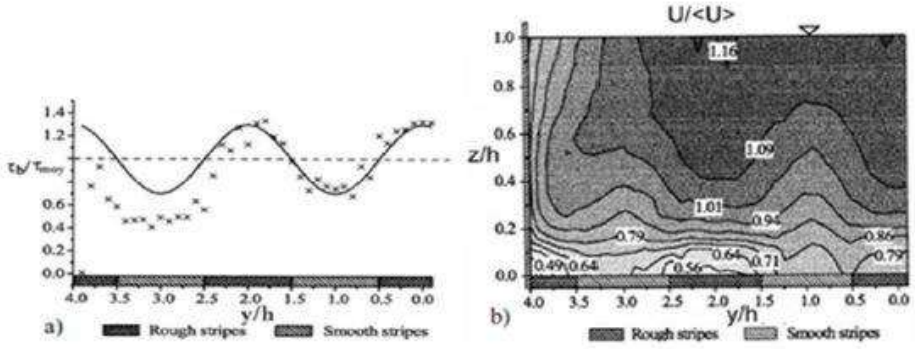


Figure I-15 : Ecoulements sur fond de rugosité variable transversalement, a) Variation du frottement pariétal, c)Isovitesses de U ; Labiod (2005

Chapitre II.
Modélisation MATHÉMATIQUE

Chapitre II. Modélisation MATHÉMATIQUE

II.1 INTRODUCTION

Nous présentons dans cette partie la modélisation des écoulements dans des conduites. Nous verrons que les équations fondamentales de la mécanique des fluides que nous utilisons doivent être complétées, en raison du caractère turbulent des phénomènes, par un modèle de turbulence.

II.2 Equations fondamentales:

Ces équations décrivent le comportement du fluide et sont à la base de toutes les considérations hydrodynamiques, qu'elles soient physiques ou numériques. Elles sont obtenues à partir de l'équation de continuité, de l'équation de la quantité de mouvement et de la définition du tenseur des contraintes. Il est uniquement question dans ce chapitre de rappeler les équations sans chercher à les démontrer.

Nous faisons l'hypothèse d'écoulement incompressible et réduisons les forces extérieures au seul champ de pesanteur (la force de Coriolis est négligeable).

II.2.1 Equation de continuité :

L'équation de continuité (en l'absence de terme sources volumiques) qui exprime la conservation de masse est donnée comme suit :

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

Avec ρ la masse volumique *(kg/m^3)* et *u* la vitesse du fluide *(m/s)*

II.2.2 Equations de conservation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + div(\rho \vec{u}.\vec{u}) = -\overrightarrow{grad}P + div\vec{\vec{\tau}} + \vec{f} \qquad \text{(II.2)}$$

Avec:

P la pression (Pa) régnant au sein du fluide.

τ le tenseur des contraintes (Pa).

$\vec{f} = \rho \vec{g}$ représente les forces de volume principalement le poids et g est l'accélération de la pesanteur (m.s^{-2}).

Pour notre étude, on considère un fluide incompressible newtonien (expression de $\vec{\vec{\tau}}$ reliée

directement au gradient de vitesse par la viscosité $\vec{\tau} = \mu\overrightarrow{grad(\vec{u})}$ avec μ, viscosité dynamique)

D'après ces considérations, les équations de continuité et Navier-Stokes se réduisent à :

$$div(\vec{u}) = 0 \quad \text{(II.3)}$$

$$\rho\frac{D\vec{u}}{Dt} = \rho\frac{\partial\vec{u}}{\partial t} + \rho div(\vec{u}\vec{u}) = -\overrightarrow{grad}(p) + \rho\vec{g} + \mu\Delta\vec{u} \quad \text{(II.4)}$$

II.2.3 Equation d'énergie

L'équation de l'énergie est obtenue à partir de premier principe de la thermodynamique :

$$\frac{D}{Dt}(\rho c_p T) = \Delta(\lambda T) + q + \beta T\frac{Dp}{Dt} + \mu\Phi \quad \text{(II.5)}$$

Avec:

$\frac{D}{Dt}(\rho c_p T)$: la variation totale d'énergie.

$\Delta(\lambda T)$: La variation d'énergie par conduction, dans notre cas $\Delta(\lambda T) = 0$

q: La puissance volumique dissipée

$\beta T\frac{Dp}{Dt}$: La variation d'énergie due à la comprissibilité (pour un écoulement incompressible $\beta T\frac{Dp}{Dt} = 0$).

$\mu\Phi$: La dissipation irréversible due aux frottements.

Les coefficients $c_p, \beta et \lambda$ sont respectivements la capacité calorifique, le coefficient de dilatation isobare du fluide et la conductivité thermique.

II.3 Caractéristique de l'écoulement turbulent:

II.3.1 Nombre de Reynolds:

Deux nombres sans dimension caractérisent en général le régime turbulent, tous les deux comparent d'un point de vue général, les facteurs déstabilisateurs au facteur stabilisateur. Lorsque le rapport de ces deux forces est supérieur à une valeur critique, le régime d'écoulement est alors turbulent. Le premier est le nombre de Reynolds qui est le rapport des forces d'inertie aux forces de viscosité. U et L sont une vitesse et une longueur caractéristiques de l'écoulement et ν la viscosité cinématique du fluide, il s'écrit:

$$Re = \frac{UL}{\nu} \quad \text{(II.6)}$$

U: vitesse moyenne du fluide (m/s).

L : dimension caractéristique de l'écoulement (m).

ν: viscosité cinématique du fluide ($m^2.s^{-1}$).

On définit généralement un nombre de Reynolds critique au-delà duquel l'écoulement est

turbulent et ses caractéristiques fluctuent de manière non déterministe. En ce qui concerne les écoulements que nous rencontrons, il est aisé de voir qu'ils sont turbulents, à partir des mesures expérimentales, on trouve que :

II.3.2 Notion de turbulence

La turbulence ne constitue pas une propriété intrinsèque du fluide. Elle est caractérisée à l'aide d'un ensemble d'observations sur l'état du mouvement. Un écoulement turbulent tend d'une façon générale à qualifier un état d'agitation du mouvement où les vitesses évoluent d'une façon apparemment irrégulière, désordonnée et chaotique, si bien que le comportement du détail des trajectoires des particules fluides semble imprévisible à long terme. Ces mouvements aléatoires s'effectuent dans toutes les directions. La turbulence est par nature un phénomène tridimensionnel.

A ces fluctuations de vitesse, sont associées des fluctuations de pression suivant la loi du mouvement du fluide qui est supposée satisfaire à chaque instant les équations de Navier-Stokes. Si l'écoulement turbulent a un comportement aléatoire, il est également rotationnel de vitesse. Ce mouvement tourbillonnaire est présent sur un très large éventail d'échelles temps et d'espace, qui donne à l'observation l'effet d'un enchevêtrement de tourbillons de structures et durées de vie très variées.

En réalité, les plus petites échelles présentes dans l'écoulement sont fixées par la viscosité du fluide, alors que les plus larges échelles sont limitées par la taille des cisaillements présents dans le mouvement moyen, c'est-à-dire en pratique, par les limitantes de l'écoulement. Les dimensions des plus grosses structures sont donc de l'ordre de grandeur du domaine fluide.

II.4 Différentes approches de la turbulence

II.4.1 Approches directes

Cette approche suppose que l'écoulement peut être complètement caractérisé par la résolution directe des équations de Navier-Stokes. Cependant, la recherche des solutions turbulentes de ces équations nécessite des temps de calculs faramineux étant donné le nombre de points de discrétisations (N^3) nécessaire pour représenter les plus petites échelles. Les pas d'espace et de temps doivent être de l'ordre de grandeur des échelles de Kolmogorov. Par exemple, si Re = 80 000 alors $N^3=4.10^{10}$.

II.4.2 Décomposition de Reynolds

Dans l'absolu, le système d'équations fondamentales que nous avons présenté dans ce

chapitre permet de modéliser la turbulence. Cependant, malgré le caractère aléatoire de la turbulence, il est possible par une approche statistique de modéliser les écoulements turbulents. Cette approche consiste à l'aide d'un système d'équations approprié à filtrer les irrégularités de la turbulence pour n'en retenir qu'une valeur moyenne.

Cette description repose sur la décomposition d'une grandeur caractéristique instantanée de l'écoulement turbulent en une partie macroscopique et une partie turbulente d'apparence aléatoire. C'est la décomposition de Reynolds où tout champ φ (φ=*u*, *T* ou *p*) se décompose en un champ moyen$\bar{\varphi}$et en un champ fluctuant φ' de moyenne nulle.

$$\varphi(x,t) = \bar{\varphi}(x,t) + \acute{\varphi}(x,t) \tag{II.7}$$

Pour des écoulements à faible nombre de Mach, il est courant de considérer comme négligeables les fluctuations de la masse volumique, ce qui se traduit par la relation suivante :

$$\rho = \bar{\rho} \tag{II.8}$$

En remplaçant dans les équations fondamentales les expressions instantanées des champs par leur expression sous la forme de la relation (2.7), et en moyennant les équations obtenues, ce traitement fait apparaitre des termes inconnus supplémentaires qui sont interprétés comme des tensions turbulentes dites de Reynolds.

En outre, il est utile de résoudre les équations de Reynolds obtenues par une moyenne temporelle des équations de Navier-Stokes. On associe ces équations à un modèle de turbulence caractérisant l'influence de la turbulence sur le comportement moyen de l'écoulement. Ainsi on ne recherche plus la détermination instantanée du champ turbulent, mais simplement l'influence des fluctuations sur le comportement moyen de l'écoulement .

L'écoulement incompressible correspond à un découplage entre les aspects cinématique et thermique, dans le sens où la masse volumique est constante. En adoptant la décomposition ci-dessus, les équations de la dynamique d'un fluide deviennent les Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations (RANS) qui s'écrivent ainsi pour chaque phase de l'écoulement sous la forme :

$$\frac{\partial\,(\rho\overline{u_i})}{\partial x_i} = 0 \tag{II.9}$$

$$\frac{D\,(\rho\overline{U_i})}{Dt} = \left(\frac{\partial\,(\rho\overline{u_i})}{\partial t} + \frac{\partial\,(\rho\overline{u_i u_j})}{\partial x_j} \right) = \quad \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\bar{\tau}_{ij} - \rho\overline{u_i' u_j'}\right) \tag{II.10}$$

Il faut donc modéliser les nouvelles inconnues du problème : les termes du tenseur de contraintes de Reynolds $-\rho\overline{u_i' u_j'}$. Selon la modélisation de ces termes, les modèles de

turbulence se distinguent alors en modèles à viscosité turbulente et modèles des tensions de Reynolds.

Ces termes traduisent l'interaction entre mouvement moyen et mouvement fluctuant. Le système ci-dessus (II.9) est un système ouvert : il comporte plus d'inconnues que d'équations.

Le problème de fermeture est résolu en introduisant des hypothèses plus ou moins physiques correspondant au modèle de turbulence.

II.5 Modèles de turbulence

Il existe différents niveaux de modèles, se distinguant par leur degré de complexité, c'est-à-dire par le nombre d'équations de transport supplémentaires introduites pour les quantités turbulentes pour fermer le problème: on parle ainsi de modèle de turbulence à zéro, une ou deux équations. Il existe également des méthodes de résolution plus complexes et plus onéreuses en ressources informatiques (simulation directe, Simulation à grandes échelles). Les modèles de turbulence les plus utilisés à l'heure actuelle dans les codes CFD sont les modèles à 2 équations, et plus particulièrement le modèle de turbulence dit ***k-ε standard*** qui est de loin le plus répandu.

II.5.1 Modèles de viscosité turbulente

L'idée de viscosité turbulente lève le problème de fermeture par l'introduction d'un nouvel paramètre de viscosité turbulente permet à modéliser les équations de transport. Ce concept est traduit par l'hypothèse de Boussinesq (1877) qui, consiste à calculer les contraintes turbulentes, en utilisant une relation linéaire les relie au gradient de vitesse moyenne par l'intermédiaire d'une viscosité turbulent pour un fluide Newtonien. Cette relation s'écrit :

$$-\rho\overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} K\delta_{ij} \qquad \text{(II.11)}$$

Où μ_t désignant la viscosité dynamique turbulente, et k l'énergie cinétique du champ fluctuant:

$$K = \frac{1}{2}\left(\overline{u_i' u_j'}\right) \qquad \text{(II.12)}$$

La viscosité s'écrit alors comme étant la somme d'une viscosité moléculaire et d'une viscosité turbulente. Au lieu de déterminer les six (06) inconnues $-\rho\overline{u_i' u_j'}$ on n'a plus qu'à déterminer la viscosité turbulente μ_t (ou ν_t) qui s'écrirait à priori μ_t =(x, t) et qui est une propriété de

l'écoulement et non du fluide comme la viscosité moléculaire. Où la définition de la viscosité turbulente détermine le modèle de turbulence.

Pour les équations moyennées, on dispose de plusieurs types de modèles de turbulence. Ces modèles limitent les études aux valeurs moyennes des fonctions de l'écoulement. On peut distinguer :

- Spalart-Allmaras model.
- Modèles k -$\mathcal{E}$:
- Standard k –$\mathcal{E}$ model.
- Renormalization-groupe (RNG) k –$\mathcal{E}$ model.
- Realizable k –$\mathcal{E}$ model.
- Modèles k-ω:
- Standard k-ω model.
- Shear-stress transport (*SST*) k-ω model.
- $\upsilon 2$-f model.
- Reynolds stress model(*RSM*).
- Detached eddy simulation (*DES*) model.
- Simulation à grandes échelles(*LES*).

II.5.1.1 Modèles à zéro équation

Ces modèles consistent à relier les flux turbulents (dont les corrélations doubles) et les grandeurs moyennes, sans introduire de nouvelles équations. On peut, par exemple, relier linéairement pour un écoulement cisaillé simple, les tensions de Reynolds et le gradient de vitesse, le coefficient de proportionnalité étant la viscosité turbulente (Boussinesq la supposait constante). On peut citer l'exemple des schémas dits de longueur de mélange,

Par exemple, le modèle à zéro équation proposée par Prandtl et Kolmogorov (Mejri-Chtioui 2006) est basé sur une équation algébrique très simplifiée, dans laquelle la viscosité turbulente est le produit d'une échelle des vitesses U_{max} par l'échelle des longueurs:

$$\mu_t = \rho \times f_u \times U_{max} \times l_m \qquad \text{(II.13)}$$

f_u est un coefficient de proportionnalité, Umax est la vitesse maximale dans le domaine de calcul et l_m est donnée par la relation suivante, dans laquelle VD représente le volume du domaine :

$$l_m = \frac{v_D^{1/3}}{7} \qquad \text{(II.14)}$$

Il existe d'autres modélisations plus avancées de l_m faisant la distinction entre les zones internes et externes aux couches limites.

II.5.1.2 Modèles à une équation

Ces modèles ont pour avantages d'être assez simples et de prendre un peu en compte l'histoire de la turbulence, car ils utilisent une seule équation de transport pour déduire la viscosité turbulente. Les modèles à une équation de transport introduisent une grandeur turbulente, comme l'énergie cinétique turbulente k, pour la déduction de la viscosité turbulente, mais le choix de l'échelle de longueur est empirique et l'extension au cas tridimensionnel est difficile.

L'équation introduite est l'équation classique de l'énergie cinétique turbulente $K = \frac{1}{2}\left(\overline{u_i' u_j'}\right)$

$$\frac{D(\rho k)}{Dt} = \underbrace{\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k \overline{u_j})}{\partial x_j}}_{1} = \underbrace{-\rho\overline{u_i' u_j'}\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}}_{2} \underbrace{-\overline{\tau_{ij}'\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}}}_{3} \underbrace{-\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\rho u_i' u_i' u_j'}\right)}_{4} \underbrace{-\overline{u_i'\frac{\partial p}{\partial x_i}}}_{5}$$

$$\underbrace{+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{\tau_{ij}' u_i'}\right)}_{6} \qquad \text{(II.15)}$$

Dans laquelle, les termes numérotés sont les suivants :

1) variation temporelle et spatiale de k
2) production de k
3) dissipation de k
4) diffusion de k par le champ turbulent
5) diffusion de k par la pression
6) diffusion de k par les contraintes visqueuses

Cette équation traduit le fait que la variation de l'énergie cinétique turbulente, correspond au transfert d'énergie entre le champ moyen et le champ turbulent, dont on retranche l'énergie dissipée par les forces visqueuses.

Il existe également un autre type de modèles à une équation, qui sont basés sur une équation de transport de la viscosité turbulente νt. Pour le cas compressible, Menter a développé ainsi un modèle à une équation qui dérive du modèle k-ε ; (Mejri-Chtioui 2006).

II.5.1.3 Modèles à deux équations

Il s'agit entre autres des modèles k-ε (Jones et Launder 1972) et k-ω (Wilcox 1993). Il est également possible d'utiliser des modèles combinant à la fois les équations de ε et de ω tel que celui de Menter (Mejri-Chtioui 2006).

Où l'on considère que la viscosité tourbillonnaire dépend de deux paramètres représentatifs du phénomène.

Le modèle k-ε est de ce type : il a l'avantage d'être assez répandu et de prendre en compte les variations spatiales de l'agitation turbulente, même s'il est mal adapté aux écoulements complexes.

- **Le modèle k-ε standard**

Ce modèle a été initialement développé pour les écoulements incompressibles où les fluctuations de la densité peuvent être négligées, il a ensuite été élargi aux écoulements compressibles.

A l'énergie cinétique turbulente k, on associe un taux de dissipation visqueuse d'énergie cinétique turbulente ε, ainsi que son équation de transport. En écoulement compressible, ce taux de dissipation visqueuse s'écrit :

$$\varepsilon = -\nu \overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_i} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} \tag{II.16}$$

$$\rho\varepsilon = 2\mu \overline{D_{ij}'' D_{ij}''} - \frac{2}{3}\mu \overline{D_{ii}'' D_{ii}''} \tag{II.17}$$

D_{ij} est le tenseur des taux de déformation. Afin de pouvoir écrire une équation pour ε, Sarkar et Zeman ont proposé de le décomposer ainsi comme suite :

$$\varepsilon = \underbrace{\varepsilon_{\text{solénoïdal}}}_{\text{Incompressib}} + \underbrace{\varepsilon_{\text{dilatationnel}}}_{\text{Compressibl}} = \varepsilon_s + \varepsilon_d \tag{II.18}$$

Après avoir séparé ε ainsi, on résout une équation standard pour ε_s (équation classique de ε en incompressible) et on modélise ε_d analytiquement en fonction de plusieurs paramètres dont notamment le nombre de Mach turbulent $\left(\frac{\sqrt{k}}{c}\right)$

La viscosité turbulente μ_t est modélisée par l'équation suivante :

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{II.19}$$

C_μ étant une constante adimensionnelle. Les valeurs de k et ε dérivent directement de la résolution de leurs équations respectives, simplifiées par l'introduction de constantes empiriques adimensionnelles $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, σ_k et σ_ε.

Deux équations de transport sont utilisées : une pour l'énergie cinétique de turbulence k, et l'autre pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique ε.

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial_t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} k \vec{\tilde{u}}) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right) \nabla k\right] + P_k - \bar{\rho}_\varepsilon \tag{II.20}$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\varepsilon)}{\partial_t} + \nabla\cdot(\bar{\rho}\varepsilon\vec{\tilde{u}}) = \nabla\cdot\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\nabla\varepsilon\right] + \frac{\varepsilon}{k}\left(P_k C_{\varepsilon 1} - \bar{\rho}_\varepsilon C_{\varepsilon 2}\right) \quad \text{(II.21)}$$

P_k est le terme de production de turbulence due aux forces visqueuses et éventuellement de gravité P_{kb}

$$P_k = \mu_t \nabla\vec{\tilde{u}}\cdot\left(\nabla\vec{\tilde{u}} + \nabla\vec{\tilde{u}}^T\right) - \frac{2}{3}\nabla\cdot\vec{\tilde{u}}\left(3\mu_t\nabla\cdot\vec{\tilde{u}} + \rho k\right) + P_{kb} \quad \text{(II.23)}$$

Avec $P_{kb} = -\frac{\mu_t}{\bar{\rho}P_r^t}\vec{g}\cdot\nabla\bar{\rho}$

Les valeurs des paramètres considérées pour les simulations numériques en utilisant le modèle de turbulence k-ε ce qui fait l'objet de chapitre III, sont présentées dans le tableau suivant :

Constants	C_μ	σ_k	σ_ε	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$
Valeurs	0.09	1.00	1.30	1.44	1.92

Tableau II-1 : Paramètres de modélisation du modèle k-ε

- **Modèle à faible nombre de Reynolds (bas-Reynolds)**

Un écoulement est à faible nombre de Reynolds, lorsqu'il se réalise à proximité d'une paroi solide, tel que le modèle standard k-ε ne peut prédire correctement la dynamique parfaitement jusqu'à la paroi. Où les modèles de type k-ε sont mal adaptés aux écoulements à faible nombre Reynolds que l'on trouve près des parois (couche limite) ou dans le cas de présence de forces volumiques. En effet, en situation de proche paroi, quatre phénomènes physiques interviennent : le cisaillement, le blocage cinématique, la réflexion de pression et la viscosité. Des études ont permis d'évaluer l'importance relative de chacun de ces phénomènes. Dans la pratique, on utilise un modèle bas Reynolds lorsque le Re de turbulence est inférieur à 100 ; (Mejri-Chtioui 2006).

De nombreuses variantes prenant en compte la présence de la sous-couche visqueuse ont été développées sur la base du premier modèle introduit par Hanjalic et Launder (1972). Dans ce type de modèle, la viscosité turbulente est exprimée par la relation suivante :

$$\nu_t = f_\mu C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{(II.24)}$$

où f_μ est un terme introduit pour tenir compte de la dégénérescence de la viscosité turbulente à l'approche de la paroi. Les différents coefficients $C_{\varepsilon 1}$ et $C_{\varepsilon 2}$ sont établies de manière, d'une part à reproduire le bon comportement des équations de l'énergie cinétique turbulente et de sa dissipation au voisinage de la paroi (Hadef et al 2000), et d'autre part à assurer la validité de ces équations à décrire l'écoulement complètement turbulent (loin de la paroi

Chapitre III.

Méthodes de résolution

Chapitre III. Méthodes de résolution

III.1 Introduction

La simulation numérique en dynamique des fluides (appelée encore CFD - Computational Fluid Dynamics), fait aujourd'hui une partie intégrante de la recherche et de l'industrie. Cependant, grâce à l'avènement de l'informatique et en particulier du calcul scientifique, la simulation numérique constitue désormais un outil incontournable pour les ingénieurs et chercheurs, aux côtés de l'expérimentation et de la théorie.

Dans ce chapitre, nous portons à la présentation de code ANSYS-Fluent et les méthodes employées par celui-ci pour la discrétisation de l'équation générale de transports, ainsi le maillage de domaine de calcul et les conditions aux limites appliqués lors de simulations sous l'outil de résolution seront abordés.

III.2 Présentation du Logiciel ANSYS-Fluent

Il existe un certain nombre de codes industriels, aux meilleurs performants, permettant la prédiction d'écoulements de fluides (FLUENT, CFX, PHOENICS, FEMLAB, CFD-ACE, FLOTRAN, CFDS-FLOW3D …).

Pour réaliser nos simulations, nous avons choisi le code de calcul ANSYS-Fluent, que nous présentons dans cette partie.

III.2.1 Architecture du logiciel

Le code de calcul "Fluent" est commercialisé par le groupe ANSYS. Ce groupe est actuellement l'un des pôles de compétence en mécanique des fluides numérique les plus importants. Il développe et commercialise une solution complète sous forme de logiciels de CFD (Computational Fluid Dynamics) généralistes, qui simule tous les écoulements de fluides, compressibles ou incompressibles, impliquant des phénomènes physiques complexes, tels que la turbulence, le transfert thermique, les réactions chimiques, les écoulements multiphasiques pour toute l'industrie. Les produits et services proposés par le groupe "ANSYS" aident les chercheurs d'amplifier leurs rendements, optimiser leur conception et réduire leurs multitude essais.

Ce code est largement utilisé dans l'industrie aéronautique, automobile, ainsi en hydraulique, il offre une interface sophistiquée qui facilite son utilisation. Le logiciel "ANSYS-Fluent" modélise par la méthode des volumes finis des écoulements très variés dans des configurations plus ou moins complexes. Il est composé, comme tout logiciel de type

CFD, de trois éléments clés qui sont le préprocesseur, le solveur et le post-processeur. Ces trois éléments sont illustrés dans la Figure suivante :

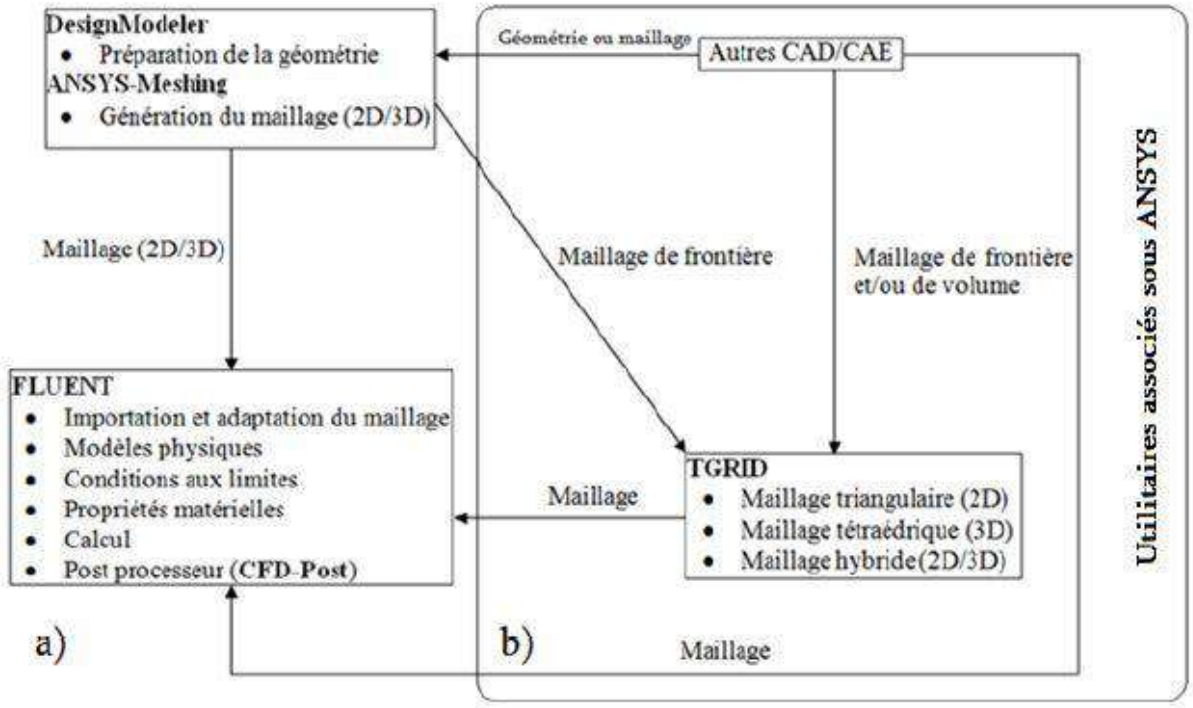


Figure III-1 : Architecture de ANSYS-Fluent : a)Structure de base du code ANSYS-Fluent; b)Utilitaires associés sous ANSYS

a) Préprocesseur "DesignModeler & ANSYS Meshing"

La définition du problème à résoudre s'effectue à l'aide du préprocesseur DesignModeler. Il permet de représenter la géométrie du système et spécifier le type de matériau (fluide ou solide). Utilisation d'ANSYS-Meshing, nous permet de définir les frontières du domaine, et fournit aussi plusieurs algorithmes de maillage pour discrétiser le domaine selon la géométrie utilisée.

b) Solveur "FLUENT"

Le solveur permet de définir numériquement les conditions initiales opératoires (eg : gravité, pression, ainsi que la spécification des conditions aux limites de domaine de calcul. il permet aussi de choisir le processus itératif, en proposant notamment plusieurs schémas de discrétisation spatiale et temporelle, et pour le couplage de pression-vitesse. Le solveur Fluent offre également une interface permettant de contrôler à tout moment l'état d'avancement des calculs.

c) Post-processeur "CFD-Post"

Le postprocesseur, c'est l'élément, qui nous permet de visualiser la géométrie et le maillage du domaine, mais surtout d'afficher les résultats obtenus. Il nous offre ainsi la possibilité de visualiser les champs de vecteur vitesse, les champs de pression, de turbulence, ainsi que toutes les autres grandeurs calculées sur un segment, une section du domaine ou sur tout le volume. En plus, il permet la possibilité de tracer des courbes et de visualiser les lignes de courant ou la trajectoire de particules.

III.3 Définition de la méthode de résolution

Le passage d'un problème aux dérivées partielles continu à un problème discret, s'appuie sur les méthodes de dérivées partielles. On distingue trois grandes méthodes pour formuler un problème continu sous forme discrète, basées sur la discrétisation des équations différentielles, telles que la méthode des volumes finis, des différences finies et des éléments finis. La méthode utilisée par le code ANSYS-Fluent, est celle des volumes finis. ANSYS-Fluent discrétise les systèmes d'équations qui traduisent l'écoulement permanant d'un fluide dans des géométries définies en utilisant une méthode de discrétisation, dont cette opération s'effectuée par la transformation des équations différentielles en un système d'équations algébriques suivant des étapes propres au régime permanent. Généralement, on peut distinguer :

- Intégration des équations de transport ;
- Discrétisation spatiale ;
- Conditions aux limites ;
- Couplage pression–vitesse ;
- Convergence.

III.3.1 Méthode des volumes finis

Cette méthode consiste à partager le domaine de calcul en plusieurs volumes, où chaque volume entoure un noeud. Elle est caractérisée par son avantage à satisfaire la conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans tous les volumes finis, ainsi dans tout le domaine de calcul. Cette méthode facilite la linéarisation des termes non linéaires dans les équations de conservation. En utilisant cette méthode, toutes les équations de conservations de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente mise sous la forme d'une équation générale de convection-diffusion (équation générale de transport).

III.3.2 Intégration des équations de transport

ANSYS-Fluent est un logiciel utilisant la méthode des volumes finis, il résout les équations de transport de la matière (équation de continuité), de la quantité de mouvement, de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente. Cette méthode est très répandue en mécanique des fluides, son avantage est qu'elle est conservatrice, c'est-à-dire que tout le flux sortant d'un volume de contrôle entre le volume voisin. En fait, avec la méthode des volumes finis, un problème physique donné est résolu suivant trois principales étapes :

- Division du domaine de calcul en volumes de contrôle via un maillage (Figure III-2),
- Intégration des équations sur chaque volume de contrôle, afin de les transformer en équations algébriques,
- Résolution des équations.

Ces équations sont mises sous la forme générale suivante :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho \emptyset)}_{\substack{Variation \\ temporelle}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial xi}(\rho Ui \emptyset)}_{\substack{Transport\ par \\ advection}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial xi}(\Gamma \emptyset \frac{\partial \emptyset}{\partial xi})}_{\substack{Transport \\ diffusif}} + \underbrace{S\emptyset}_{\substack{Terme \\ source}} \qquad \text{(III-1)}$$

où Ø représente une grandeur physiques tels que Ui, k, ε ou d'autre paramètre selon le modèle de turbulence utilisé, Γ$\emptyset$ est un coefficient de diffusion de Ø, et S$\emptyset$ est un terme de source. Sous cette forme générale, tous les termes non-convectifs ou non-diffusifs sont inclus dans le terme source S$\emptyset$.

En utilisant le modèle k-ε, les déférentes équations de transport possibles sont regroupées dans le tableau ci-après.

Equation	**Variable Ø**	**Terme source SØ**
Equation de continuité	1	0
Equation de quantité de mouvement	$\overline{U}; \overline{V}; \overline{W}$	SU ; SV ; SW
Equation de k	k	Sk
Equation de ε	ε	Sε

Tableau III-1 : Equation de transport pour le modèle RSM.

La Figure III-2 représente la discrétisation en volumes finis des équations de transport. Les différentes grandeurs de l'écoulement sont calculées au centre de chaque volume de contrôle, en fonction des grandeurs liée aux points P, E, O, N et S de la Figure III-2.

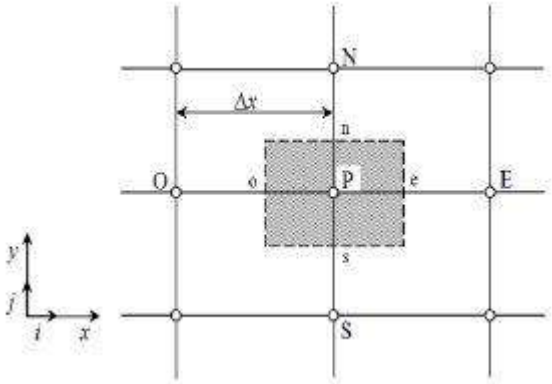


Figure III-2: Volume de contrôle de la méthode de volumes finis en deux dimensions

L'intégration de l'équation (III -1) dans un volume de contrôle fait intervenir les valeurs, ainsi que les flux de diffusion et de convection de ces grandeurs aux frontières du volume de contrôle. Ainsi, pour le calcul des grandeurs au point P, leurs valeurs aux interfaces e, o, n et s sont également nécessaires. Plusieurs méthodes d'interpolation peuvent alors être utilisées connaissant leurs valeurs au centre des volumes de contrôle adjacents.

La résolution de l'équation (III -1) passe par l'intégration de celle-ci sur un volume de contrôle de la Figure II-2. La forme intégrale s'écrit :

$$\int_V \frac{\partial}{\partial x}(\rho \bar{U} \emptyset)dV + \int_V \frac{\partial}{\partial y}(\rho \bar{V} \emptyset)dV = \int_V \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma_\emptyset \frac{\partial \emptyset}{\partial x})dV + \int_V \frac{\partial}{\partial y}(\Gamma_\emptyset \frac{\partial \emptyset}{\partial y})dV + \int_V S_\emptyset dV \quad \text{(III-2)}$$

En appliquant le théorème de divergence d'Ostrogradski, l'intégrale de volume est substituée en une intégrale de surface comme suit :

$$\int_V \text{div}(\emptyset)dV = \int_S \emptyset.\vec{n}dS \quad \text{(III-3)}$$

où : V : Volume de l'élément ; S : Surface de l'élément ;$\vec{n}$: Vecteur normal à la surface considérée de l'élément.

Donc, l'intégrale volumique de l'équation (III-2) se transforme en intégrale surfacique, ce qui s'exprimé sous la forme :

$$\int_s (\rho \bar{U} \emptyset)\vec{n}dS + \int_s (\rho \bar{V} \emptyset)\vec{n}\, dS = \int_s \left(\Gamma_\emptyset \frac{\partial \emptyset}{\partial x}\right)\vec{n}\, dS + \int_s (\Gamma_\emptyset \frac{\partial \emptyset}{\partial y})\vec{n}\, dS + \int_V S_\emptyset dV \quad \text{(III-4)}$$

Pour obtenir l'équation de quantité de mouvement, il suffit de remplaçons Ø par la valeur 1, et le terme source de cette grandeur est annulé, ce qui nous donne :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho\bar{U})+\frac{\partial}{\partial y}(\rho\bar{V}) = 0 \qquad \text{(III-5)}$$

III.3.3 Discrétisation spatiale

La discrétisation de l'équation différentielle, avec la méthode des volumes finis, permet de transformer cette dernière en une équation algébrique, où les variations continues des variables de l'écoulement sont représentées par des valeurs à des points discrets.

Le domaine de calcul est subdivisé en plusieurs petits volumes dont la somme fait exactement le volume du domaine de calcul à étudier. Les équations de transport de Ø sont ensuite discrétisées sous la forme

$$a_p Ø = \sum_{nb} a_{nb} Ø_{nb} + b \qquad \text{(III-6)}$$

Où « nb » représente les indices des cellules voisines. Le nombre de cellules voisines dépend de la topologie du maillage (6 cellules voisines pour un maillage hexaédrique)

L'utilisation des schémas numériques de discrétisation consistent, en effet, en l'interpolation de la valeur de la propriété Ø aux facettes de la Figure III-2 à partir de ses valeurs aux milieux des mailles. La méthode de volumes finis est en général la plus employée dans les codes CFD. Cette méthode appliquée à des volumes de contrôle est décrite par nombre d'auteurs, présentent également le détail des différents schémas d'interpolation utilisés dans les codes CFD, et sur les critères à prendre en compte pour assurer à la fois la stabilité et la bonne précision des résultats.

On note bien qu'une approximation des termes de diffusion d'un schéma unidimensionnel, ne prend pas en compte la direction de l'écoulement (Figure III-3). Cette technique ne donne pas de résultats satisfaisants pour les termes convectifs.

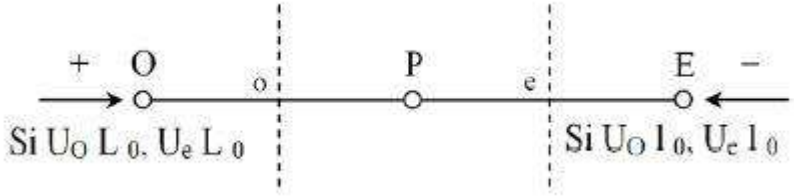


Figure III-3 : Schéma unidimensionnel illustrant un volume élémentaire d'un nœud

Les valeurs d'une entité φ de l'interface e et o sont déterminées par une approximation linéaire à l'aide des expressions suivantes :

$$Ø_e = \frac{1}{2}(Ø_P + Ø_E) \quad \text{(III-7)}$$

$$Ø_o = \frac{1}{2}(Ø_O + Ø_P) \quad \text{(III-8)}$$

Sur la base de ces deux dernières expressions, on peut noter que les points situés en amont et aval ont le même poids pour le calcul des valeurs à l'interface, quelle que soit la vitesse d'écoulement, mais il peut exister un fort transport de la gauche vers la droite (ou inversement) de l'interface. Dans un tel cas, cette formulation n'est plus valable, parce qu'elle peut générer des instabilités numériques quand le transport à travers une face d'un volume de contrôle est prépondérant par rapport à la diffusion.

Pour qu'un schéma numérique de convection soit satisfaisant, il doit être vérifié les propriétés suivantes :

1. conservativité (conservation de flux suivant les volumes de contrôle) ;
2. limitabilité (La variation de la quantité Ø dans un volume de contrôle doit être liée à la Variation de cette quantité dans les volumes de contrôle voisins utilisés) ;
3. transportivité (propriété est liée à la nature du transport qui est généralement traduite par le Nombre de Peclet).

ANSYS-Fluent propose plusieurs schémas de discrétisation, on peut citer quelques schémas numériques de discrétisation de la convection :

- Schéma de différence centrée
- Schéma amont du second ordre (Second Ordre Upwind)
- Le schéma hybride

III.3.3.1 Schéma de différence centrée

Ce schéma est utilisé pour l'estimation de la propriété Ø au niveau des facettes, par une Interpolation de la moyenne arithmétique des valeurs de cette propriété aux centres des éléments. Telles que les valeurs suivant les facettes de volume de contrôle de la Figure III-2, s'exprime comme suite :

$$\begin{cases} \emptyset_e = \frac{\emptyset_E + \emptyset_P}{2} & \emptyset_n = \frac{\emptyset_N + \emptyset_P}{2} \\ \emptyset_w = \frac{\emptyset_W + \emptyset_P}{2} & \emptyset_s = \frac{\emptyset_S + \emptyset_P}{2} \end{cases} \quad \text{(III-9)}$$

III.3.3.2 Schéma amont du second ordre (Second Ordre Upwind)

Le schéma UPWIND est une amélioration du schéma de différence centrée pour tenir compte du sens d'écoulement. Au lieu de faire la moyenne arithmétique pour l'estimation des flux à travers les facettes, l'interpolation prend la valeur de l'un des deux noeuds adjacents suivant le sens du flux. Nous regroupons sur le tableau ci-après les valeurs de Øi de volume de contrôle de la Figure III-2.

Sens d'écoulement	Valeur de $\emptyset_i$	
W→E	$\emptyset_w = \emptyset_P$	$\emptyset_e = \emptyset_E$
W←E	$\emptyset_w = \emptyset_W$	$\emptyset_e = \emptyset_P$
N→S	$\emptyset_n = \emptyset_P$	$\emptyset_s = \emptyset_S$
N→S	$\emptyset_n = \emptyset_N$	$\emptyset_s = \emptyset_P$

Tableau III-2 : Valeur de Øi en fonction de sens d'écoulement

III.3.3.3 Le schéma hybride

Le schéma hybride, introduit par Spalding (1972), tente d'exploiter les qualités des deux schémas précédents. L'idée globale est d'utiliser le schéma centré SDC dans les zones du maillage où le flux est diffusif et le schéma UPWIND dans les zones où le flux est convectif. On définit alors un critère permettant d'identifier la direction du flux et le type du transport (convection/diffusion). Le nombre de Peclet de maille permet de quantifier l'importance des phénomènes convectifs et diffusifs :

$$P_e\ (maille) = \frac{\rho U \Delta x}{\Gamma_\emptyset} \quad \text{(III-10)}$$

Le Tableau III-3 regroupe l'interpolation de $\emptyset_w$ de la face w par le schéma hybride.

Condition de nombre de Peclet	Valeur de Øw
$\lvert Pe_w \rvert < 2$	$\emptyset_w = \frac{\emptyset_W + \emptyset_P}{2}$
$Pe_w \leq -2$	$\emptyset_w = \emptyset_P$
$Pe_w > 2$	$\emptyset_w = \emptyset_W$

Tableau III-3 : Interpolation de de la face w par le schéma hybride.

Lorsque le nombre de Peclet de maille est supérieur à 2, la discrétisation centrée des termes convectifs en régime permanent, conduit à des instabilités numériques. Pour éviter ces instabilités numériques. Tant que les échanges convectifs n'ont lieu que de l'amont vers l'aval de l'écoulement, le schéma amont (upwind) est précis au premier ordre sur la base d'un développement de Taylor. Il est inconditionnellement stable du point de vue numérique mais susceptible d'introduire une diffusion numérique, ce qui peut affecter la précision du calcul, Launder (1994).

III.3.4 Conditions aux limites

Les écoulements turbulents sont affectés de façon significative par la présence de parois. Au contact avec celles-ci, la vitesse du fluide est nulle. Au voisinage, la turbulence est fortement amortie et les phénomènes dus à la viscosité moléculaire sont prépondérants. Lorsque l'on s'éloigne des parois la turbulence augmente très rapidement.

Certaines équations comme celles des modèles de turbulence ne sont plus valables près des parois. Telle que la paroi est spécifie à une distance z. Où Y+ = (y u*/ν)∈]30;200[, dans cette zone, l'équilibre local production-dissipation est réalisé et la vitesse obéit à des lois logarithmiques, puisque l'écoulement turbulent n'est pas pleinement établi.

- A l'entrée du canal, nous pouvons prescrire une vitesse moyenne de l'écoulement et des constantes caractéristiques à la turbulence. Donc, les conditions imposées à l'entrée du canal sont les suivantes :

  $U = U_{moy}$ et $V = W = 0$ (III-11)

Puisque l'écoulement se fait dans la direction longitudinale du canal, les composantes de vitesse suivant la verticale et la transversale sont nulles.

L'utilisation des modèles de turbulence nécessite le calcul de certains paramètres de turbulence liés aux conditions aux limites, ces paramètres sont extraits de manuel ANSYS-Fluent :

- La dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε, près des parois, est déduite de l'hypothèse d'équilibre local entre les taux production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente.

  $$\varepsilon = C_{\mu}^{3/4} \frac{k^{3/2}}{l} \quad \text{(III-12)}$$

où C_{μ} est une constante empirique spécifie au modèle de turbulence, égale à 0,09, et l est une échelle de longueur turbulente donnée par la relation suivante :

$$l = 0.07 \times D_h \quad \text{(III-13)}$$

où D_h est le diamètre hydraulique, pris égale à quatre fois le rayon hydraulique pour des canaux non circulaire, et pour les canaux rectangulaires très larges est égale à quatre fois la hauteur de la lame écoulée.

- l'énergie cinétique turbulente k à l'entrée de canal est calculée en utilisant la formule utilisée par le code ANSYS-Fluent exprimée comme suite :

$$k = \frac{3}{2}(U_{en} \times I_t)^2 \quad \text{(III-14)}$$

avec U_{en} est la vitesse débitante, et I_t représente l'intensité turbulente calculée par la formule suivante :

$$I_t = 0.016 \times (R_e)^{-1/8} \quad \text{(III-15)}$$

Où $R_e = \frac{U_{en} \times h}{\nu}$

- La deuxième condition « Outflow », est appliquée au niveau de la sorties du canal (sortie de fluide à la pression atmosphérique), quand la condition d'écoulement pleinement développé est vérifiée. Ce qui signifie que le gradient de toutes les variables de l'écoulement par rapport à la direction principale de l'écoulement est nul. Le plan de sortie est localisé suffisamment loin en aval pour assurer que l'écoulement soit pleinement développé.
- La troisième condition est « Wall ». cette condition est utilisée pour définir les paroi et la rugosité .

III.3.4.1 Traitement près de la paroi

La présence d'une paroi rigide et la condition d'adhérence provoquent une augmentation des effets visqueux et une diminution des niveaux des intensités de la turbulence. Il en résulte, la nécessité d'un traitement spécial pour la région immédiatement voisine de la paroi.

Dans le code " ANSYS-Fluent ", il existe deux approches pour modéliser l'écoulement près des parois (Figure III-5), l'une se base sur des formules semi empirique dites fonction de paroi (lois standards de paroi) pour lier la couche complètement turbulente et la paroi sans tenir compte les autres couches, l'autre consiste à raffiner le maillage de tel sorte que la distance entre le premier noeud et la paroi soit inférieur à l'épaisseur de la couche visqueuse.

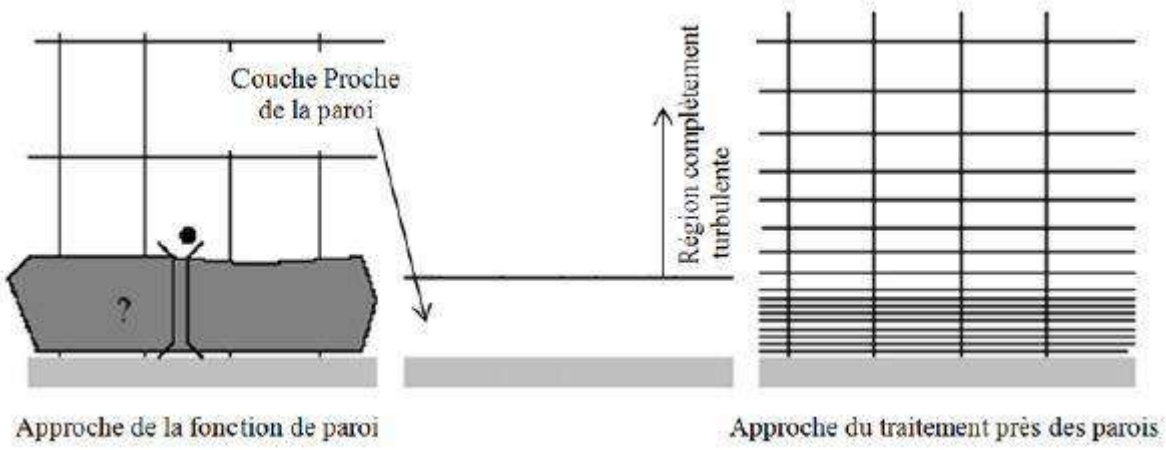


Figure III-4 : Traitement près des parois dans le code " ANSYS-Fluent " ;Bonakdari (2006)

Les équations développées par le modèle k-ε ne sont plus valables près des parois, car l'écoulement n'est pas pleinement turbulent. Le code de calcul ANSYS-Fluent propose deux approches s'inspirant de cette théorie, Benmoussa (2013).

- La première, Semi-empirique, utilise une fonction appelée « wall function » qui permet de relier la zone proche paroi à la couche extérieure, pleinement turbulente. Il existe deux options d'utilisation :

« **Standard wall function** » est proposé par défaut par le code ANSYS-Fluent.

«**Non equilibrium wall function** » est particulièrement adaptée pour les écoulements complexes, soumis, à de forts gradients de pression.

- La deuxième approche consiste à modifier le modèle de turbulence pour le rendre compatible avec l'écoulement aux parois. Elle nécessite un raffinement minutieux de maillage le long de paroi et aux voisinages les éléments rugueux.

En d'hors de la couche logarithmique, le code ANSYS-Fluent dans la zone proche paroi utilise l'approche proposée par Spalding et al. (1972) pour définir la condition de la vitesse à la paroi donnée par la formule suivante :

$$\overline{U^+} = \frac{\overline{u_p}\,U^*}{\tau_b/\rho} = \frac{1}{\kappa}\ln(Ez+) - \Delta B \qquad \text{(III-16)}$$

Tel que

$$z^+ = \frac{u^*\,y_p}{\nu} \quad o\grave{u} \quad u* = \frac{\tau_b}{\rho C_\mu{}^{1/4}\,k_p{}^{1/2}} \qquad \text{(III-17)}$$

E : constante empirique égale à 9,79 ;

$\overline{U_p}$: la vitesse moyenne au centre de la première cellule adjacente à la paroi ;

k_p : énergie cinétique turbulente au centre de la première cellule fluide ;

y_p : distance à la paroi du centre de la première cellule fluide ;

ν : viscosité cinématique du fluide.

ΔB : est une fonction de rugosité donnée par la rugosité caractéristique en fonction de régimes d'écoulement (lisse, rugueux ou intermédiaire).

τ_b : Contrainte de cisaillement à la paroi donnée par l'expression suivante :

$$\tau_b = \rho\nu \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)_{paroi} \quad \text{(III-18)}$$

III.3.5 Couplage pression-vitesse

L'utilisation d'un algorithme pour corriger la pression et la vitesse, afin que ces grandeurs vérifient l'équation de continuité est nécessaire. Cet algorithme stipule l'existence d'une relation entre les vitesses corrigées et les pressions corrigées, en vue de vérifier l'équation de conservation de la masse. Trois algorithmes sont disponibles dans le code de calcul ANSYS-Fluent :

- SIMPLE : le plus robuste.
- SIMPLEC : il donne une convergence plus rapide pour les problèmes simples.
- PISO : il est utile pour des problèmes des écoulements instables.

L'algorithme choisit dans notre travail de simulation est l'algorithme SIMPLE, «Semi-Implicit Method Pressure Linked Equations» pour résoudre le système d'équations discrétisées. A l'initialisation du calcul, un champ de pression fixé à priori est introduit dans l'équation de bilan de la quantité de mouvement, permettant de calculer un premier champ de vitesse. La combinaison des équations de bilan de masse et de quantité de mouvement permet ensuite de corriger ces premiers champs de pression et de vitesse. Les autres équations de transports sont ensuite résolues, et le champ de pression corrigé est utilisé pour initialiser le calcul à l'itération suivante. Cette succession d'opération est répétée jusqu'à ce que les critères de convergences soient atteints.

III.3.5.1 Algorithme SIMPLE (Semi-Implicite Méthode for Pressure-Linked Equations)

La discrétisation d'une équation de transport diffusion sur un volume de contrôle par la méthode des volumes finis fait intervenir les valeurs des vitesses aux interfaces des volumes (Ue, Uw, Un, Us). Il est donc intéressant de calculer ces vitesses directement sur les interfaces (sans avoir à effectuer d'interpolations). D'autre part, la discrétisation de l'équation de continuité et du gradient de pression avec l'utilisation d'une interpolation linéaire peut induire des erreurs importantes du fait qu'une répartition de pression ou de vitesse en "damier" est vue comme un champ uniforme.

Le schéma représentatif de ce processus itératif est décrit par la Figure III-6, u, v et w sont les trois composantes des vecteurs de la vitesse. P représente la pression. A l'issue de 'n' itérations, les valeurs de Ø sont obtenues. Pour éviter d'apporter des corrections trop grandes à ces grandeurs, et ainsi diminuer les risques de divergence du calcul, les nouvelles valeurs de Ø utilisées pour l'itération (n+l) sont calculées comme suit :

$$Ø^{*}=\alpha Ø+(1-\alpha)\, Ø_{(n-1)} \qquad \text{(III-19)}$$

$Ø_{(n-1)}$ est le résultat de l'itération (n-1), α est le facteur de sous relaxation, est compris entre 0 et 1. Le schéma représentatif de ce processus itératif est le suivant :

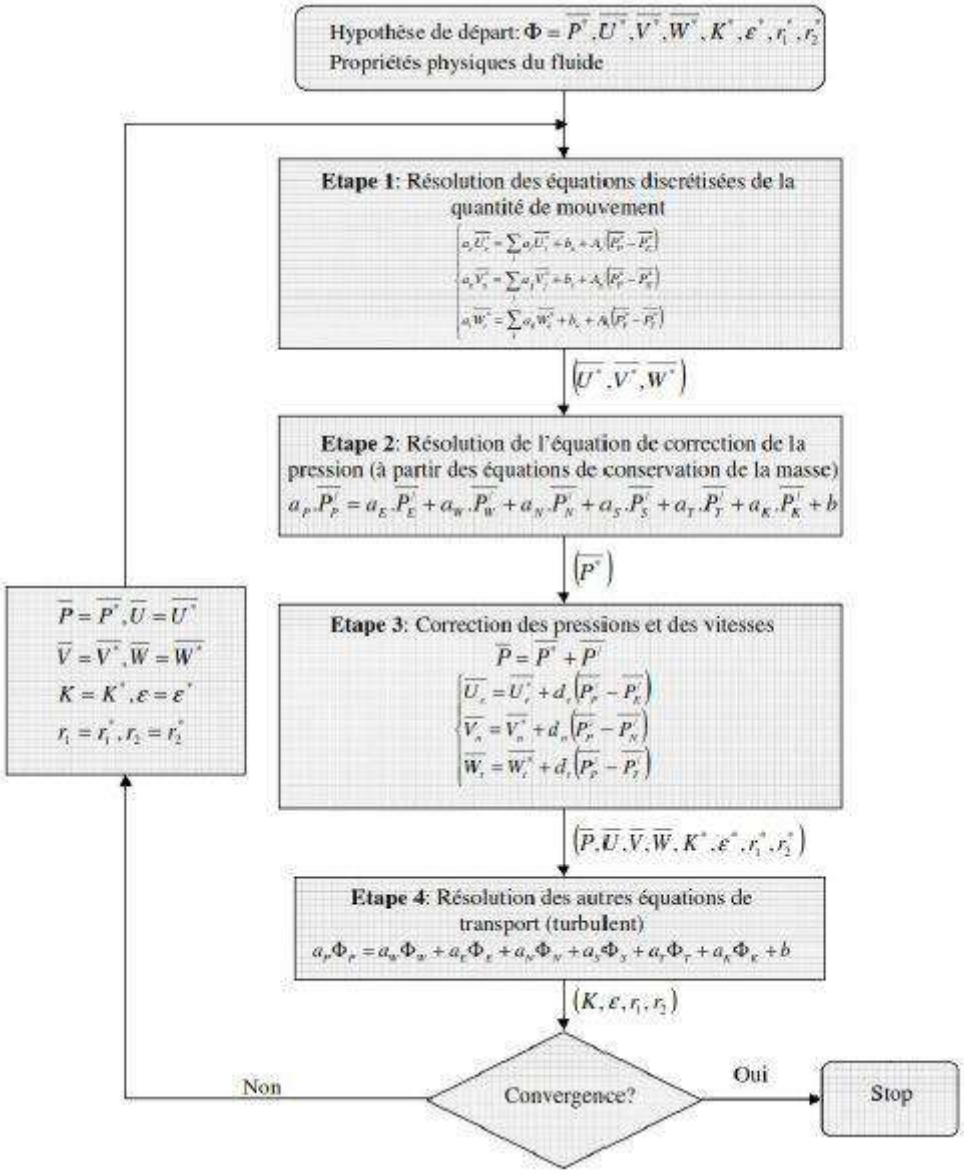


Figure III-5 : Schéma itératif du code ANSYS-Fluent, avec l'algorithme SIMPLE ;Benmoussa (2013)

où u et v sont les deux composantes du vecteur vitesse, p représente la pression,$Ø^*$ est défini par : $\emptyset = \emptyset^* + \emptyset'$, tel que $Ø'$ est une correction de terme Ø

III.3.5.2 Séquences de l'algorithme SIMPLE

La séquence des opérations de calcul de la méthode SIMPLE, est la suivante :

1. Estimer d'un champ de pression P*, de vitesse U' et V ' ainsi des autres grandeurs Øi;
2. Résoudre les équations de transport de quantité de mouvement pour en tirer les Nouveaux champs de vitesses U* et V* ;
3. Résoudre l'équation de correction de pression P' en calculant le terme source de la Pression;
4. Corriger la pression P = P'+ P*;
5. Corriger les champs de vitesses U et V, en utilisant les formules de corrections ;
6. Résoudre les équations de transport des autres scalaires ;
7. Prendre le champ corrigé de P comme une nouvelle estimation de la pression, et recommencer la séquence à partir de l'étape 2, jusqu'à la convergence de toutes les grandeurs.

La convergence de calculs sous ANSYS-Fluent justifiés par deux critères. Le premier critère est basé sur le déséquilibre en masse entre l'entrée et la sortie du canal qui doit être inférieur à une valeur optimale (ég : 1%). Le deuxième, c'est le critère des résidus d'un variable Ø entre deux itérations successives, qui doivent être faibles où inferieurs à une valeur optimale, soit de l'ordre 10-4. Dès ce moment-ci, on peut considérer que la convergence de calculs est atteinte, et les processus itératifs sous-ANSYS-Fluent sont achevés.

III.3.6 Convergence

La résolution numérique des problèmes de type CFD, nécessite un processus itératif. Pour apprécier la convergence du processus itératif, des critères de convergence doivent être pris encompte, ainsi, la convergence du processus itératif est déterminée par le concept de résidu. A chaque itération, ANSYS-Fluent permet de juger l'état de convergence par le biais du calcul des résidus.

Après l'étape de discrétisation, l'équation de conservation d'une variable Ø donnée sur une cellule de centre P, s'exprimé comme suit :

$$a_p . \emptyset_p = \sum_{nb} a_{nb} Ø_{nb} + b \qquad \text{(III-20)}$$

où a_p et a_{nb} représentent les contribution convectives et diffusives, l'indice 'nb' est lié aux centre de cellules adjacentes. b représente la contribution de partie constante du terme source $Ø_{\phi}$.

Le résidu $R^{Ø}$ correspond au déséquilibre de l'équation II.9, sommé sur toutes les cellules du domaine. Il s'écrit donc sous la forme :

$$R^{Ø} = \sum_{\text{Cellules P}} \left| \sum_{nb} a_{nb} Ø_{nb} + b - a_p Ø_p \right| \qquad \text{(III-21)}$$

En général, il est difficile de juger de la convergence à partir de ce résidu, car il dépend de la taille du système. ANSYS-Fluent rend adimensionnel le résidu en utilisant un facteur d'échelle représentatif du débit de Ø sur le domaine. Ce résidu relatif est défini par la formule suivante :

$$R^{Ø} = \frac{= \sum_{\text{Cellules P}} \left| \sum_{nb} a_{nb} Ø_{nb} + b - a_p Ø_p \right|}{\sum_{\text{Cellules P}} \left| a_p Ø_p \right|} \qquad \text{(III-22)}$$

ANSYS-Fluent propose par défaut l'utilisation de ces résidus relatifs, et c'est la méthode que nous utiliserons pour juger la convergence des calculs.

A cause de la non linéarité des équations résolues, il est possible, pour atténuer les fluctuations de la solution, de réduire les variations des variables d'une itération à une autre en introduisent une sous-relaxation. Il n'existe pas des règles générales concernant des meilleures valeurs des coefficients de sous-relaxation, mais il existe des recommandations pour chacune des grandeurs, généralement basé sur des connaissances empiriques. De telle sorte que la nouvelle valeur dépend donc de la valeur précédente et de l'écart entre les deux.

$$Ø = Ø_{old} + \alpha \times \Delta Ø \qquad \text{(III-23)}$$

α : Facteur de sous-relaxation ($0<\alpha<1$) ;

La sous-relaxation consiste à diminuer la rapidité de changement des variables, d'une itération à une autre. Elle est régulièrement employée dans les problèmes non linéaires pour éviter que le processus itératif cité précédemment (Figure II-6), ne se diverge pas. En cas de problème de divergence du calcul avec le modèle, il est préférable de commencer le calcul avec des facteurs de sous relaxation inférieurs à 0,5 (pour toutes les variables), puis les augmenter au fur et à mesure que le calcul converge pour accélérer la convergence.

III.4 Présentation de maillage

III.4.1 Types de maillage

Le code de calcul " ANSYS-Fluent " dans sa version traites plusieurs types de maillages structurés, non-structurés ou hybrides. Un maillage structuré est généralement composé de mailles quadrilatérales en deux dimensions (2D ou maillage surfacique) et hexaédriques en trois dimensions (3D ou maillage volumique), tandis qu'un maillage non-structuré va être composé de mailles quadrilatérales ou triangulaires en 2D et hexaédriques ou tétraédriques en 3D. Dans la zone proche paroi et plus particulièrement au voisinage de la singularité, il est praticable de raffiner le maillage le plus possibles pour bien visualiser l'évolution de l'écoulement à cet endroit.

La Figure III-7 représente les différents types de maillage qui peuvent être utilisé sous ANSYSMeshing.

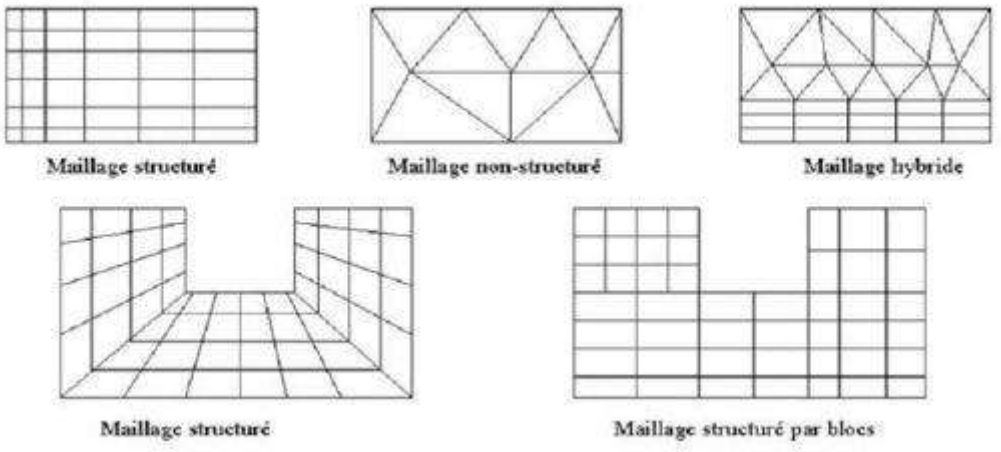


Figure III-6 : Types de maillage utilisé par le code " ANSYS-Fluent "

III.4.2 Qualité du maillage

Avant de poursuivre et de simuler les écoulements avec un maillage, il est nécessaire de juger sa qualité. Cette dernière joue un rôle important dans la précision et la stabilité du calcul numérique Sous "ANSYS Meshing", la qualité de maillage est normalisée comme suit :

$$max\left[\frac{q_{max}-q_e}{180-q_e}, \frac{q_e-q_{min}}{q_e}\right] \quad \text{(III-25)}$$

Où : $q_{\max}$: le plus grand angle de la face ou de la cellule.

$q_{\min}$: le plus petit angle de la face ou de la cellule.

q_e : Angle d'une face ou cellule parfaitement régulière (60° pour un triangle), (90° pour un Carré). Notons que par définition $0 < q_e < 1$.

Pour que le maillage soit bien précis, il est souhaitable de prendre en considération la variation de tailles entre deux cellules adjacentes n'excède pas 20%. Le maillage doit être réalisé de telle sorte à minimiser la diffusion de l'erreur numérique.

III.4.3 Indépendance du maillage

Il est tout d'abord important de rappeler que le maillage peut être modifié dans la phase de simulation à l'aide de code " ANSYS-Fluent ". On peut par exemple, faire une adaptation de maillage à l'aide de l'option (adapt), selon divers critères permettant de définir des régions à l'intérieur du domaine de calcul. L'adaptation n'est toutefois permise que sur la base d'une première solution pour l'écoulement. Pour objectif de tester l'indépendance de maillage, un maillage initial est adapté en mettant plus de cellules dans les régions où le gradient de vitesse est plus élevé qu'un niveau choisi, tel que ce processus est répété jusqu'à ce que les résultats soient devenus indépendants du maillage. (Dufresne et al. 2006).

Étapes de résolution du problème

La mise en oeuvre de la simulation numérique, impose de suivre un certain nombre d'étapes, qui sont détaillées ci-après :

DesignModeler

1. Créer la configuration de la géométrique en deux ou trois dimensions,

ANSYS-Meshing

2. Générer le maillage et définir les conditions aux limites,

FLUENT

3. Lancer le solveur approprié pour la modélisation en deux ou trois dimensions,
4. Importer, dimensionner et contrôler le maillage,
5. Sélectionner les modèles physiques,
6. Définir les propriétés des matériaux,
7. Définir les conditions de calcul,
8. Définir les conditions aux limites,
9. Choix de l'algorithme de solution ;
10. Fournir une solution initiale,
11. Régler les paramètres du solveur,
12. Régler les moniteurs de convergence,
13. Calculer et surveiller la solution,
14. CFD-Post (Post-Processing)
15. Si nécessaire, raffiner la grille ou faire des révisions au modèle numérique ou physique.
    a. Interaction avec le solveur,
    b. Analyse des résultats : c'est la partie la plus importante. Il s'agit de discuter et juger la cohérence physique des résultats obtenus (profils de vitesse et/ou grandeurs globales),
    c. Exploitations des résultats : Nous disposons à l'issu de la simulation des profils de vitesse, de dissipation d'énergie, de pression...etc.
16. Si nécessaire, raffiner la grille ou faire des révisions au modèle numérique ou physique.

NB : Ces étapes sont détaillées dans l'annexe avec des figures illustratives de chaque opération.

Chapitre IV.
Résultats et Discussion

Chapitre IV. Résultats et Discussion

IV.1 Introduction

Dans le présent chapitre nous présentons les résultats des simulations réalisées. En premier lieu nous commençons par analyser la structure de l'écoulement À l'intérieur du canal en présence de Différentes qualités de rugosité de type grain de sable, Nos simulations traitent trois cas d'écoulement différent par le nombre de Reynolds suivants : 22000, 41000 et 91000.

Ces expériences numériques sont faites sous le code ANSYS-Fluent, en utilisant le modèle de turbulence k-ε avec leurs constantes standards.

Nous notons, que afin de configurer la géométrie et le maillage du domaine de calcul, ainsi définir les conditions aux limites sous ANSYS-Fluent, il va falloir certifier la convergence de nos calculs, qui il soit par le critère des résidus pour un variable Ø entre deux itérations successives, qui doivent être faibles à une valeur optimale variée en fonction de paramètre calculé (eg : inférieur à 10^{-4}). Dès ce moment-ci, on considère que la convergence de calculs est atteinte et on peut passer à la discussion des résultats.

IV.2 Description de simulation

Le principe de la simulation est de l'étude numérique d'écoulement d'un fluide incompressible dans un conduit étroite a paroi rugueux, L'écoulement a été caractérisé pour les nombres de Reynolds suivants : 22 000, 41 000 et 91 000. Comme précisé précédemment, les mesures ont été réalisées sur les quatre sections de mesure, pour les trois nombres de Reynolds indiqués, correspondants aux vitesses et température suivantes :

Température [°C]	Vitesse débitante [m/s]	
	0.44	0.82
30	22000	41000
80	-	91000

Tableau IV-1– Nombres de Reynolds étudiés

La variation du nombre de Reynolds est obtenue en changeant la vitesse pour les deux premiers cas (21 000 et 41 000) et en changeant la viscosité par le biais de la température pour le troisième cas (91 000).

En changer l'état de surface en utilisant ANSYS-FLUNT, la première nous la laissons sans rugosité et on change la taille de rugosité dans les trois autres cas avec des valeurs équivalentes à la rugosité

En utilisant différentes qualités de sable pour réaliser le noyau de fonderie, nous obtenons trois états de type grain de sable, présentant une rugosité croissante. En se basant sur les travaux de Nikuradse, nous considérons la taille des grains de sable pour définir l'état de surface. Ce type rugosité est normalisés selon la norme AFS (American Foundry Society), et la taille équivalente des grains de sable pour chaque qualité de sable est appelée ks .

IV.2.1 Les paramètres géométriques

Les travaux de simulation sont faits dans un canal circulaire, avec les paramètres géométriques suivants :

D : diamètre interne de la conduite est de 40 mm

L : Longueur de la conduite est de 1000 mm

La géométrie du canal utilisée pour la simulation Sim-1 est représentée sur la Figure IV-1.



Figure IV-1 : Configuration du canal utilisé pour la simulation

IV.2.2 Conditions aux limites

A l'entrée nous avons utilisé la condition « Velocity Inlet » définie dans ANSYS-Fluent, Et à la sortie du canal, nous avons utilisé la condition « Outflow » d'ANSYS-Fluent.

A la paroi, nous avons résolu l'écoulement jusqu'à la paroi et donc la sous couche visqueuse a été résolue grâce aux outils fournis par ANSYS-Fluent pour le traitement de l'écoulement au voisinage immédiat de la paroi.

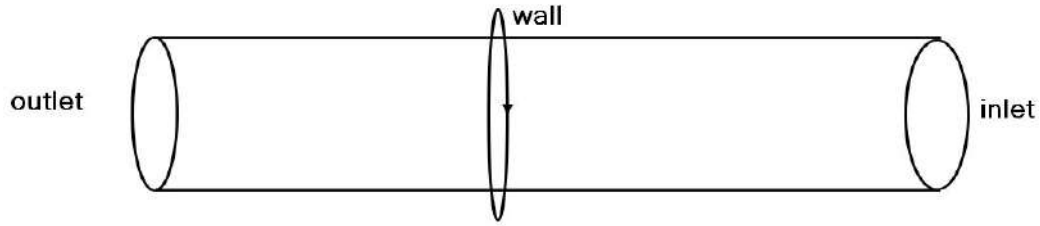


Figure IV-2- Conditions aux limites

IV.2.3 Configuration de maillage

Le maillage utilisé pour cette simulation est représenté sur la Figure IV-3. Il s'agit d'un maillage structuré réalisé en utilisant ANSYS-Meshing.

Au voisinage de la paroi, le maillage a été beaucoup plus raffiné afin que la sous couche visqueuse puisse être résolue. La Figure IV-3 montre bien la taille est la répartition du maillage proche de la paroi .

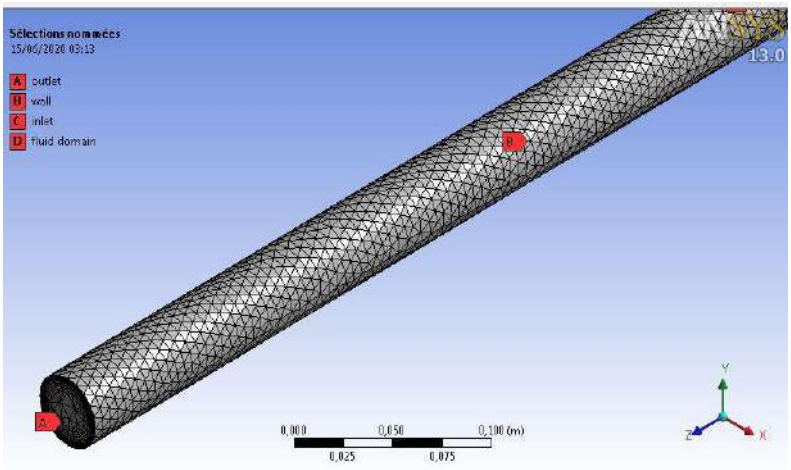


Figure IV-3 : Maillage utilisé pour la simulation

IV.2.4 modèle de turbulence

Le modèle de turbulence *k*-ε utilisé avec leurs constantes standards de ANSYS-Fluent, sont regroupées dans le Tableau IV-2 ci-dessous.

Constants	Cμ	σk	σε	C1ε	C2ε
Modèle *k*-ε Standard					
Valeurs	0,09	1,00	1,30	1,44	1,92

Tableau IV-2: Valeurs des constantes empiriques de modèle k-*ε* Standard

IV.3 Exposition et validation des résultats

La Figure IV-4, Figure IV-5 et Figure IV-6 présente la distribution de vitesses longitudinales (U) en fonction de la hauteur (Y) pour les trois cas de Reynolds suivants : 22 000, 41 000 et 91 000.

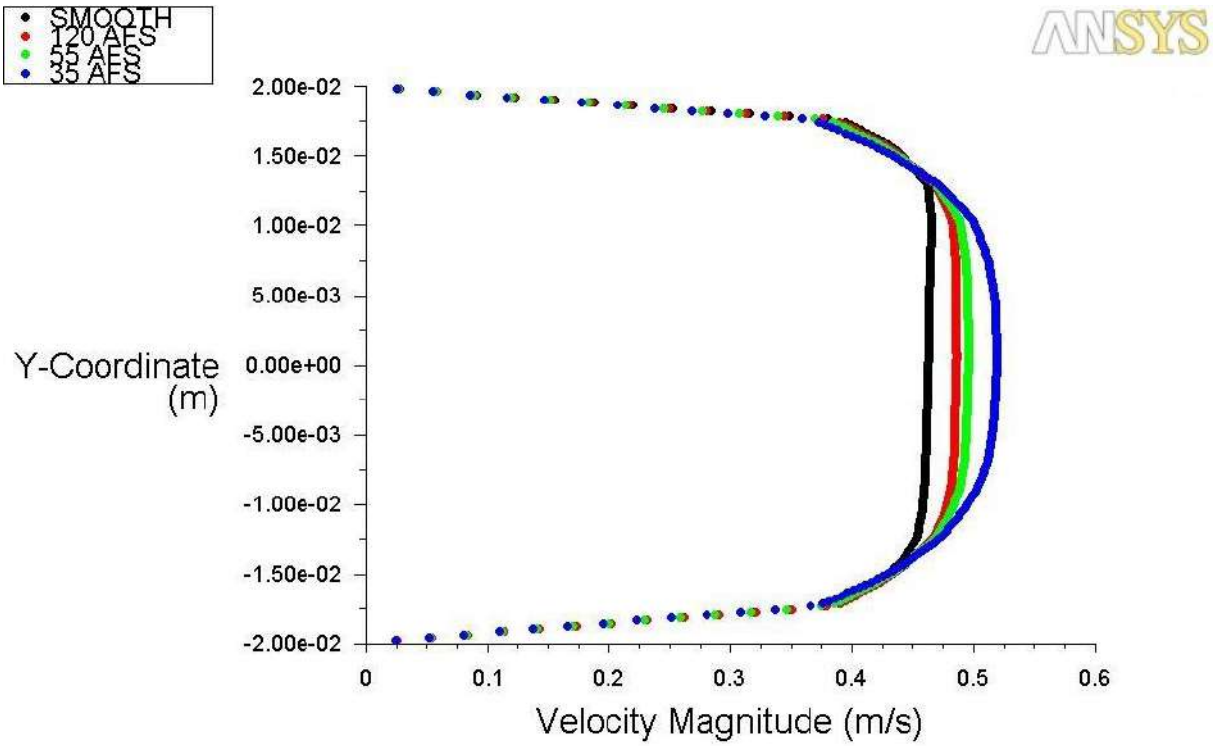


Figure IV-4 : Distribution de la vitesse longitudinale Re =22000

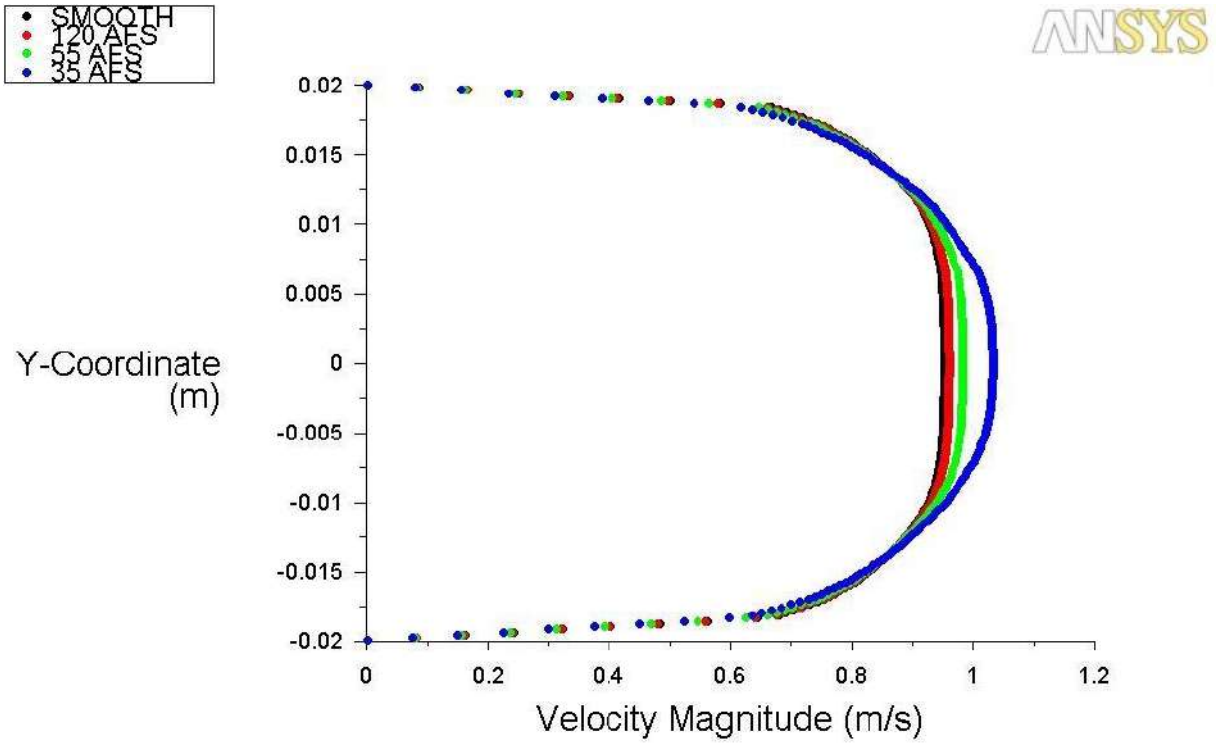


Figure IV-5 : Distribution de la vitesse longitudinale Re =41000

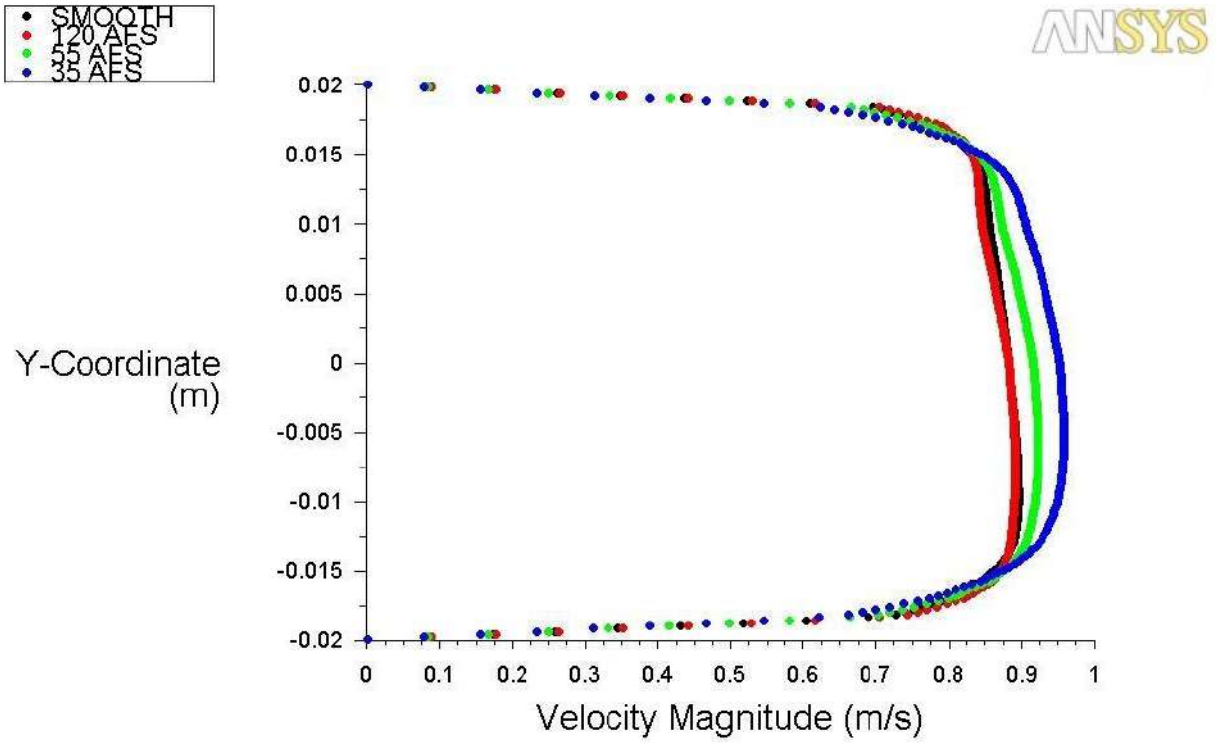


Figure IV-6 : Distribution de la vitesse longitudinale Re =91000

D’après les figures, nous remarquons que les profils de vitesse dans les trois cas de Reynolds 22 000, 41 000 et 91 000, Il montre clairement l'effet de la rugosité de surface sur la structure de écoulement, Il apparaît que l'augmentation de la rugosité de surface augmente la vitesse de l’écoulement, Cela peut s'expliquer principalement par la réduction de section de passage.

La Figure IV-5, Figure IV-6 et Figure IV-7 regroupent les profils de l’énergie cinétique turbulente pour les trois cas de Reynolds suivants : 22 000, 41 000 et 91 000.

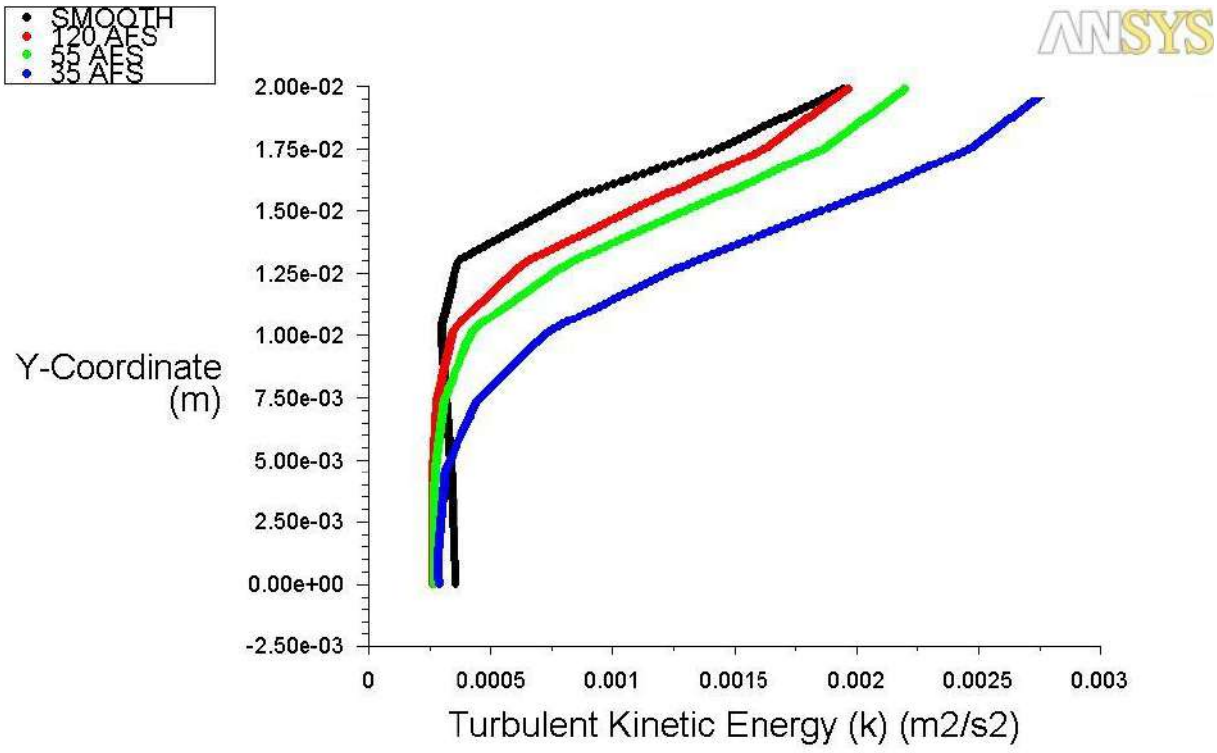


Figure IV-7 : Distribution de l’énergie cinétique turbulente Re = 22000

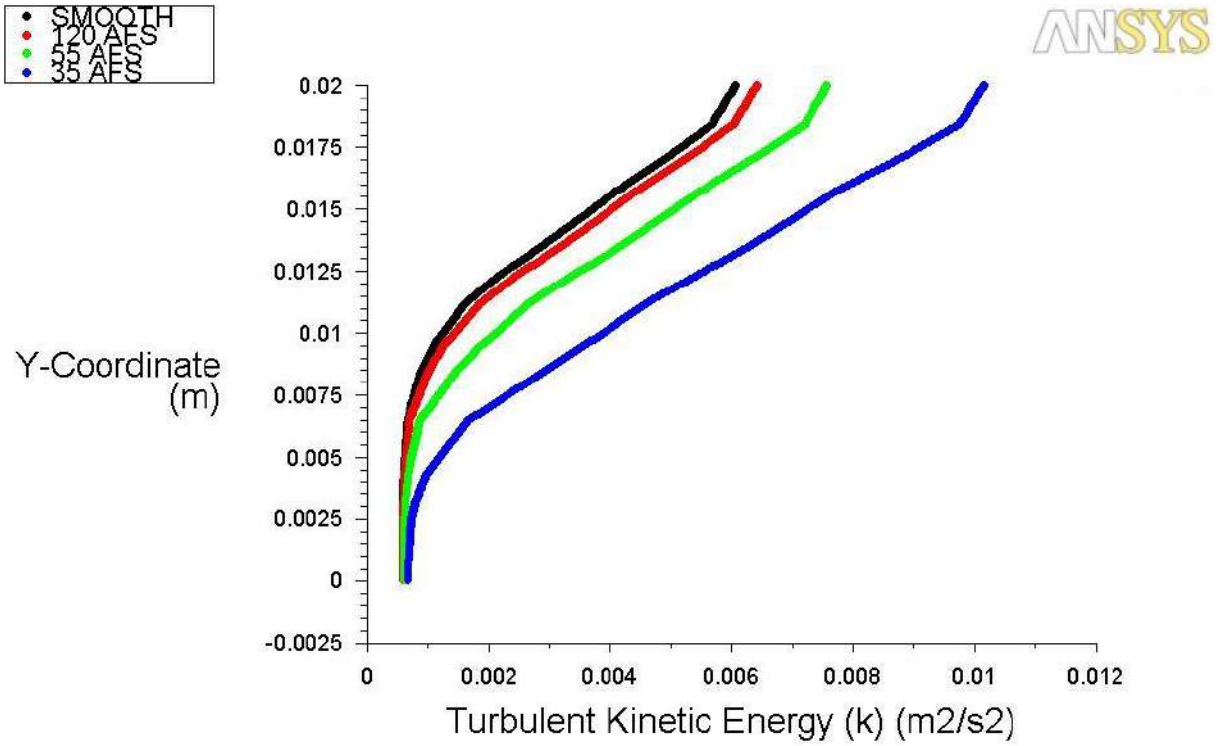


Figure IV-8 : Distribution de l'énergie cinétique turbulente Re = 41000

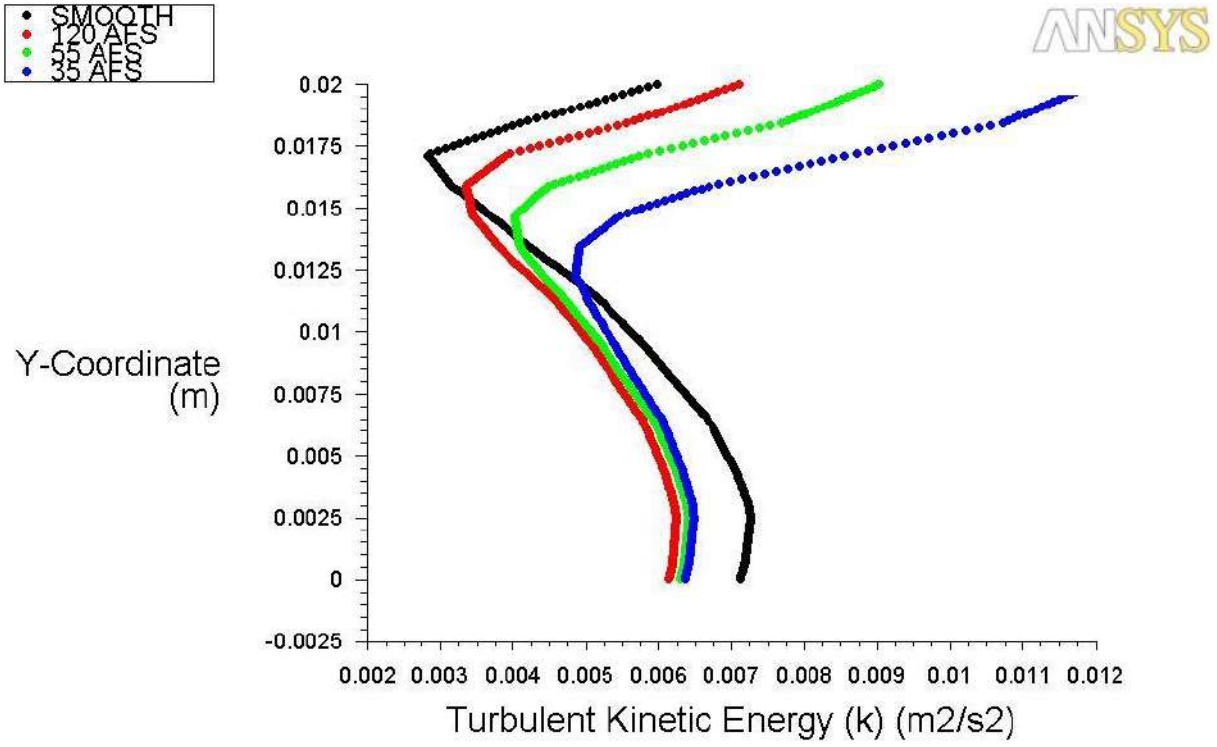


Figure IV-9 : Distribution de l'énergie cinétique turbulente Re = 91000

D'après les figures, nous remarquons que les profils de l'énergie cinétique turbulente dans les trois cas de Reynolds : 22 000, 41 000 et 91 000, Significativement affecté par le l'augmentation de rugosité de surface et le nombre de Reynolds.

Le nombre de Reynolds rugueux est défini par la taille de la rugosité (k_s) et la vitesse de frottement (u_τ) :

$$Re_k = \frac{k_s\, u_\tau}{\nu} \quad \text{où} \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \text{ et } \tau_w = \frac{R}{2}\frac{Dp}{Dx} \qquad \text{(IV-1)}$$

Trois régimes sont déterminés d'après le nombre de Reynolds rugueux : le régime hydrauliquement lisse si Re_k < 5, le régime de transition pour 5 < Re_k < 70 et le régime pleinement rugueux lorsque Re_k > 70

Surface	**ks [µm]**	**22000**	**41000**	**91000**
120 AFS	105	3.32	5.98	15.31
55 AFS	210	7.17	13.05	35.4
35 AFS	425	16.13	30.66	80.05

Tableau IV-3 : Valeurs de ks et Re_k issues de simulation numérique

Surface	***ks* [µm]**	**22000**	**41000**	**91000**
120 AFS	105	3	6	11
55 AFS	210	10	17	34
35 AFS	425	13	23	47

Tableau IV-4 : Valeur ks et Re_k de expérimental HEROUTa et al. (2011)

Tableau IV-3, Tableau IV-4 présentent les valeurs du nombre de Reynolds rugueux. On note que le régime d'écoulement est reparti équitablement entre le régime hydrauliquement lisse et le régime de transition avec un seul cas dans le régime pleinement rugueux pour les valeurs numériques, Les conditions d'écoulement choisies et l'état de surface des différentes sections de mesure ne nous permettent pas d'atteindre le régime pleinement rugueux pour les valeurs expérimentales.

Les mesures de pression réalisées sur les différentes sections de mesures permettent d'obtenir la vitesse de frottement (u_τ) et le coefficient de pertes de charge linéique (λ).

$$\lambda=\frac{\Delta H\, D_h\, 2g}{LV^2} \qquad \text{(IV-2)}$$

		22000	41000	91000
Tube Lisse	Δp	69	194.16	266
	λ	0.028	0.023	0.031
	u_τ	0.026	0.044	0.051
120 AFS	Δp	66	206	290
	λ	0.027	0.024	0.034
	u_τ	0.025	0.045	0.053
55 AFS	Δp	74	245	352
	λ	0.030	0.029	0.041
	u_τ	0.027	0.049	0.0592
35 AFS	Δp	94	331.70	445
	λ	0.038	0.039	0.052
	u_τ	0.030	0.057	0.067

Tableau IV-5 : Valeurs numérique de λ et de u_τ en fonction du Reynolds et de l'état de surface Valeur

		22000	41000	91000
Tube Lisse	λ	0.031	0.020	0.019
	u_τ	0.027	0.045	0.040
120 AFS	λ	0.026	0.025	0.020
	u_τ	0.025	0.046	0.041
55 AFS	λ	0.032	0.030	0.026
	u_τ	0.028	0.050	0.046
35 AFS	λ	0.046	0.048	0.045
	u_τ	0.033	0.062	0.060

Tableau IV-6 : Valeur expérimentale de λ et de u_τ en fonction du Reynolds et de l'état de surface Valeur HEROUT et al. (2011)

Après les calculs numérique de vitesse de frottement (u_τ) et le coefficient de perte de charge (λ) qui ont obtenu Après extraction de Δp de ANSYS-FLUENT on remarque que il y a une bonne concordance avec les valeurs expérimental de référence.

L'effet de la rugosité est évident là où nous observons que il y a une relation directe entre l'augmentation de la rugosité et l'augmentation de u_τ et de λ.

Les profils de vitesse obtenus par la simulation dans ANSYS-FLUENT sont intégrés en utilisant la méthode de Simpson et comparés à la valeur de vitesse débitante entré

LISSE			120AFS 105		
U_{ref}	U_{exp}	ΔU [%]	U_{ref}	U_{exp}	ΔU [%]
0.44	0.4458	1.31	0.44	0.4442	0.95
0.82	0.8331	1.59	0.82	0.8335	1.64
0.82	0.8216	0.195	0.82	0.8251	0.62
55AFS 210			35AFS 425		
U_{ref}	U_{exp}	ΔU [%]	U_{ref}	U_{exp}	ΔU [%]
0.44	0.4467	1.52	0.44	0.4487	1.97
0.82	0.8352	1.85	0.82	0.8382	2.21
0.82	0.8296	0.3170	0.82	0.8350	1.82

Tableau IV-7 : Comparaison des vitesses débitantes

Les mesures présentent une bonne concordance avec la mesure de référence pour les douze configurations, l'écart soit toujours inférieur à 3%

IV.4.1 Profils de vitesse adimensionnée

La Figure IV-10 présente la distribution de vitesses adimensionnée (U+) en fonction de la distance (Y+) pour les trois cas de Reynolds : 22 000, 41 000 et 91 000 de l'étude expérimental HEROUT et al. (2011)

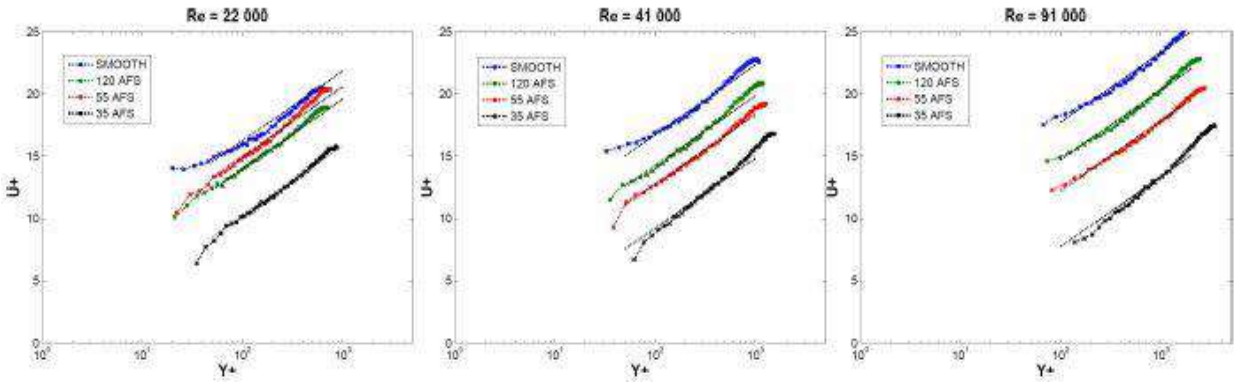


Figure IV-10 : Profils de vitesse adimensionnée U+ de HEROUT et al. (2011)

La Figure IV-11, Figure IV-12 et Figure IV-13 présente la distribution de vitesses adimensionnée (U+) en fonction de la distance (Y+) pour les trois cas de Reynolds : 22 000, 41 000 et 91 000, extrait de notre simulation.

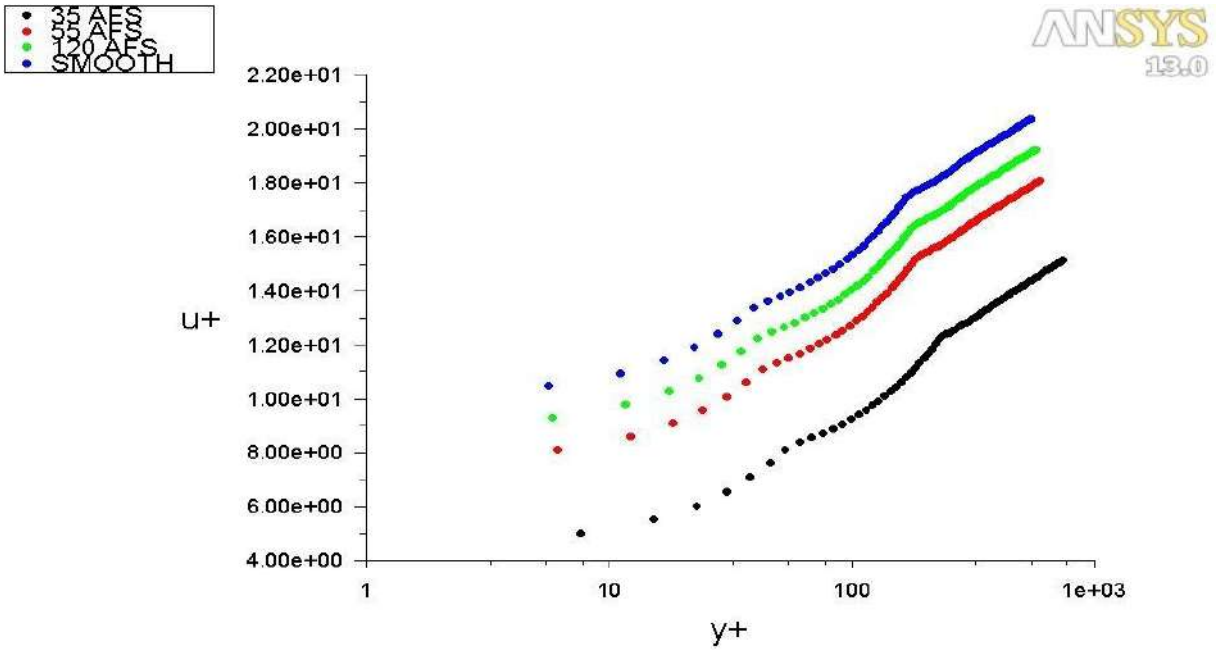


Figure IV-11 : Profils de vitesse adimensionnée U+ pour Re =22000

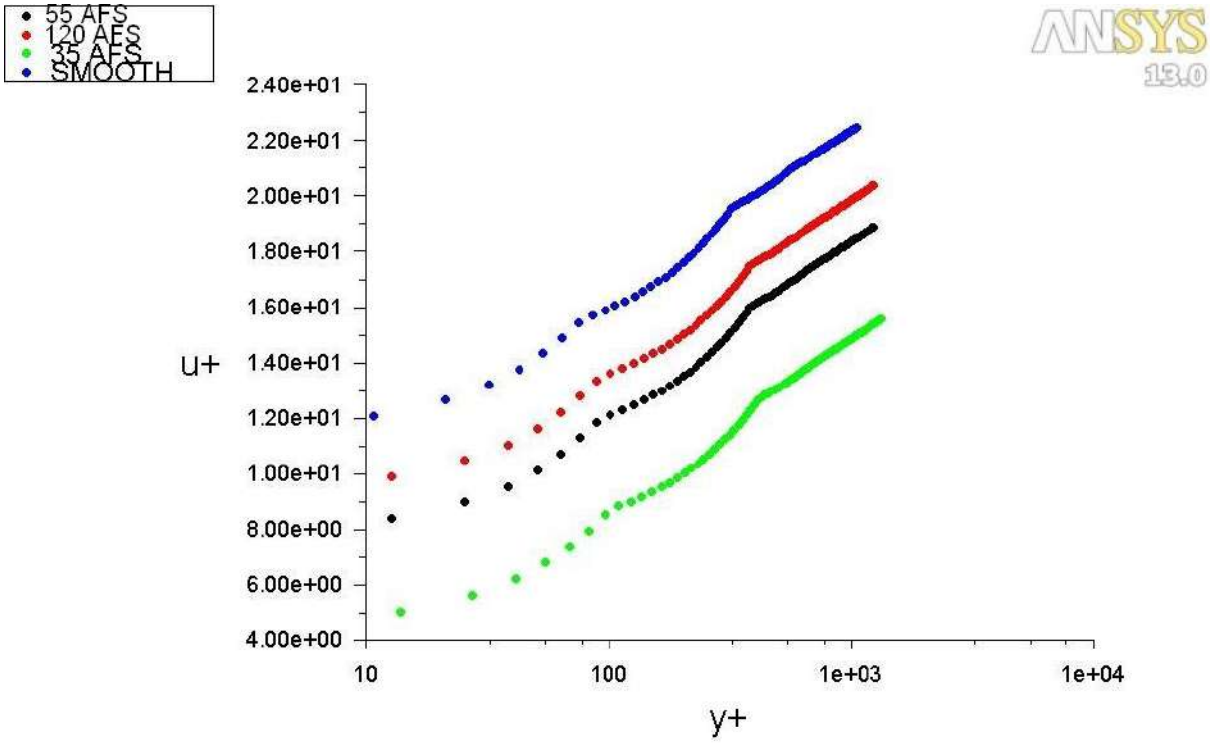


Figure IV-12 : Profils de vitesse adimensionnée U+ pour Re =41000

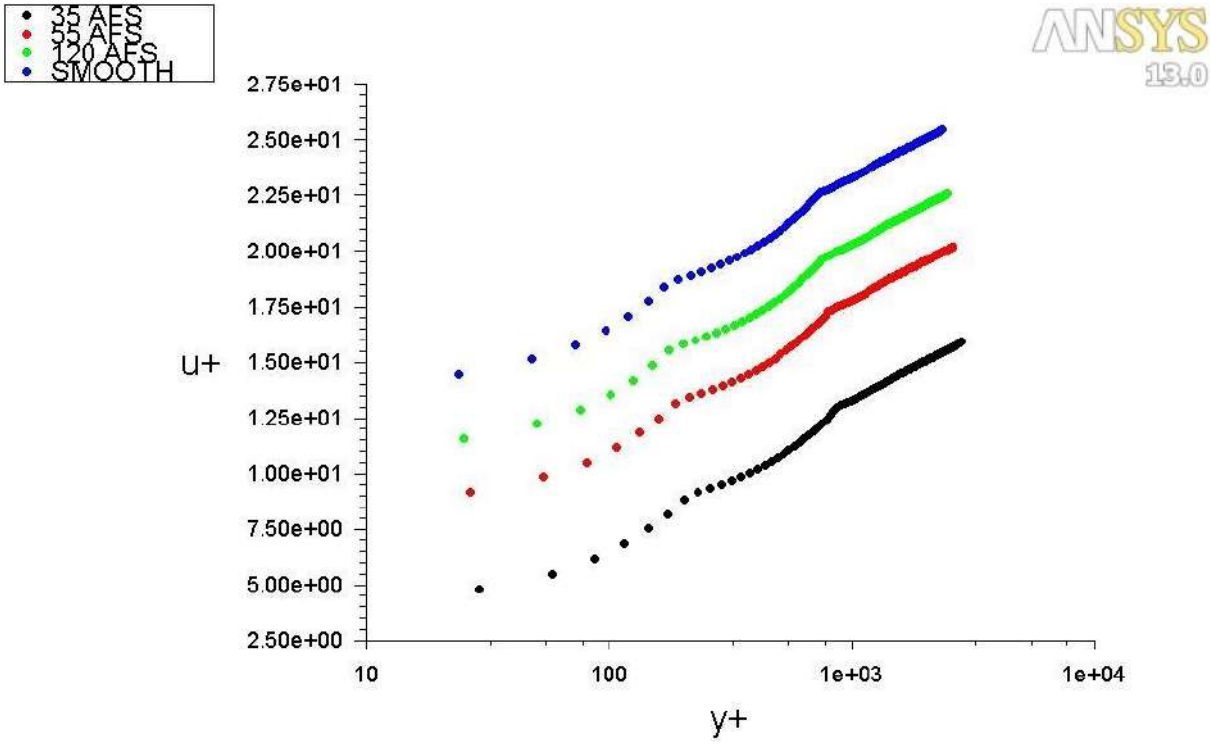


Figure IV-13 : Profils de vitesse adimensionnée U+ pour Re =91000

Les profils de vitesse adimensionnée U^+, nous permet d'obtenir une loi de paroi en vitesse en fonction de l'état de surface, pour les trois nombres de Reynolds considérés. Cette vitesse est déterminée à partir de la vitesse moyenne locale, et de la vitesse de frottement, obtenue par mesure de pression. La distance à la paroi Y^+ est définie par :

$$U^+ = \frac{\bar{U}}{u_\tau} \quad Y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \tag{IV-3}$$

L'effet des rugosités est évident. Pour tous les régimes d'écoulement étudiés, on observe une région du graphe où la pente tracée correspond parfaitement à la constante de Von-Karman k = 0.41. Les lignes tracées sont définies par l'équation 4, où κ est constante et β est ajusté selon le cas considéré.

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln Y^+ + \beta \tag{IV-4}$$

	22000	**41000**	**91000**
Tube Lisse	5.5	5.5	5.5
120 AFS	5.5	5.5	2
55 AFS	5	4	0.5
35 AFS	3	0.5	-1

Tableau IV-7 : Valeur de β numérique

	22000	**41000**	**91000**
Tube Lisse	5.0	5.5	6.5
120 AFS	3.75	3	3.5
55 AFS	2.75	1.5	0
35 AFS	-1	-2	-3.2

Tableau IV-8 : Valeur de β expérimental HEROUT et al. (2011)

Les valeurs de β présentées dans le tableau IV-7 sont importantes pour évaluer le rôle de l'état de surface sur le profil de vitesse dans la couche limite. Traditionnellement, les valeurs proposées dans la littérature sont k = 0.41 et β =5.0 pour une surface lisse, dans notre cas en utilise la méthode de Labiod (2005) pour extraire ces valeurs. Les données pour les sections de mesure rugueuses permettent de caractériser le déficit de vitesse DU+ en fonction de l'état de surface et du nombre de Reynolds. Physiquement, cette constante traduit la déstabilisation, voire la disparition de la sous couche visqueuse lorsque le nombre de Reynolds augmente. La présente étude met en évidence les effets distincts de l'augmentation du nombre de Reynolds et de l'augmentation de la rugosité.

IV.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons simulé un écoulement incompressible dans une conduite circulaire étroite à paroi rugueuses.

En premier lieu, nous avons commencé par analyser la structure de l'écoulement à l'intérieur du canal en présence de Différentes qualités de rugosité de type grain de sable. Notre travail de simulations traite trois cas d'écoulement différents par le nombre de Reynolds suivants : 22 000, 41 000 et 91 000.

Ces expériences numériques sont faites sous le code ANSYS-Fluent, en utilisant le modèle de turbulence k-ε avec leurs constantes standards

Pour valider nos résultats, nous avons fait une étude comparative avec les résultats d'une étude similaire de HEROUT et al. (2011), Et cela a montré une concordance acceptable de nos résultats.

Premièrement, nous montrons les résultats de la distribution de vitesses longitudinales et les profils de l'énergie cinétique turbulente, Il montre clairement l'effet de la rugosité de surface sur la structure de écoulement, Il apparaît que l'augmentation de la rugosité de surface augmente la vitesse de l'écoulement, Cela peut s'expliquer principalement par la réduction de section de passage,

L'effet de l'augmentation de rugosité de surface et le nombre de Reynolds Conduisent à un effet évident sur les profils de l'énergie cinétique turbulente.

Ensuite, nous présentons des résultats comparatifs pour le régime hydraulique, la vitesse de frottement (u_τ) et le coefficient de perte de charge (λ), qui a montré la cohérence avec les résultats expérimentaux.

Les résultats de ces variables de base ont montré un effet significatif de la rugosité de paroi sur la structure de l'écoulement.

Finalement, nous avons présenté des graphes pour les profils de vitesse adimensionnée U+, qui a montré l'effet de la rugosité sur tous les cas étudiés.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

L'objectif de cette étude numérique était de modéliser un écoulement d'un fluide incompressible dans une conduite étroite à parois rugueuses. Dans un premier temps nous abordons l'écoulement dans une conduite circulaire à paroi lisse, ensuite nous avons changé la rugosité de la paroi à l'aide de ANSYS-FLUENT qui nous permet de choisir la rugosité équivalent à la rugosité de type grain de sable pour but d'étudier l'effet de différents degrés de rugosité sur la structure de l'écoulement.

Pendant ce travail, nous avons développé une synthèse bibliographique sur les écoulements turbulents en présence de la rugosité de paroi, telle que une classification de celle-ci en fonction leurs dimension, leurs forme et leurs manière de répartition, a été présentée. Nous avons défini les lois standards de paroi au-dessus de la zone rugueuse, ainsi les différentes approches d'évaluation des paramètres de paroi (u_τ , ks). Enfin, les équations régissant l'écoulement et différents modèles de turbulence souvent utilisés pour les résoudre ont été développées. Où le modèle RSM pour la résolution de système d'équation régissant l'écoulement

ANSYS-Fluent est l'outil de résolution utilisé dans le présent travail. Ce code de calcul emploie la méthode des volumes finis pour discrétiser l'équation générale de transport de quantité de mouvement. Nous avons abordé les différentes méthodes de résolution employées par le code ANSYS-Fluent, le maillage de domaine de calcul ainsi les conditions aux limites imposées.

Pour valider nos résultats de simulation, nous avons fait une étude comparative avec les résultats d'une étude expérimental similaire de HEROUT et al (2011).

À titre de contributions de présent travail, nous établissons les constatations suivantes:

- La présence de rugosité de paroi dans un canal en charge, réduit la section de passage de la veine liquide, et cela provoque une augmentation de la vitesse longitudinale de l'écoulement au-dessus de la zone rugueuse et sur toute la verticale.
- L'évolution du coefficient de frottement dans le cas d'un revêtement lisse est différente du cas rugueux ; on identifie donc deux zones d'influence distinctes (turbulent lisse) et (turbulent rugueux) .

- La zone proche paroi et au-dessus de la zone rugueuse, est caractérisée par une forte production de turbulence et de l'énergie cinétique turbulente.
- Cette étude nous a prouvé, également, que les formulations des lois logarithmiques de vitesse suivant les verticales étudiées, donnent une bonne prédiction des profils de vitesse de simulation, dont les paramètres de paroi ont été déterminés de chacun des cas étudiés suivant des sections verticales entourent l'élément de rugosité.
- Les rugosités stabilisent l'évolution du coefficient de friction ce qui engendre des pertes de charges qui diffèrent selon la qualité *des « surfaces frottantes »*
- Ces différents résultats ont montré que la forme de la rugosité est un paramètre important dans les instabilités de l'écoulement dans des conduites.

Cette réflexion portée sur l'importance de la stratégie d'usinage des conduites et les conséquences d'influence des rugosités dans la «circulation aéraulique» (étude de l'écoulement des liquides et des gaz dans des conduits) ou hydraulique a son importance. Plus la surface est lisse, plus le temps d'usinage est conséquent et plus son cout augmente, et l'inverse est aussi vari.

Perspectives :

Plusieurs travaux futurs, concernant la modélisation des écoulements turbulents dans les conduite étroite en présence de la rugosité de paroi, en prenant en compte les variations transversales, ainsi le nombre de confinement de rugosité ($h_{Rugosité} / D_h$). Tel que, un confinement important peut avoir une forte conséquence sur le comportement de l'écoulement et la distribution des paramètres de paroi. Cependant, il sera encore très praticable de passer à l'étude expérimentale et numérique pour étudier différents types dans leur cadre industriel et économique, dans le but d'avoir des résultats qui reflètent mieux la réalité physique de l'écoulement traité existant et recherché au niveau de l'industrie.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

Allen J.J, Shockling M.A, Kunkel G.J et Smits A.J. (2007) " Turbulent flow in smooth and rough pipes " Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A 365, 699

Ansys.Inc. (2015) "Users's Guide. FLUENT Incorporated. Guide to the FLUENT Documentation.".Computer Program. 2015 edn

Aoues Kamel, Moummi abdelhafid, Moummi Noureddine, Zellouf Miloud (2008), "Etude de l'influence des rugosités artificielles sur la performance thermique des capteurs solaires plans à air"

AMROM V. (2018) " LOIS DE PAROI POUR LES ÉCOULEMENTS TURBULENTS PRÉSENTANT DES GRADIENTS DE PRESSION ADVERSES". MEMOIRE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES, UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL.

BENMEBAREK M .(2015) "MODELISATION ET SIMULATION DES ECOULEMENTS A SURFACE LIBRE EN PRESENCE DE SINGULARITES DU FOND".MEMOIRE de Magister, Département d'Hydraulique Université Abderrahmane MIRA – Bejaia

Benmoussa F. (2013) "Etude numérique d'un écoulement à surface libre".Thesis, Département de mécanique, Université de BATNA

Chenl X. &Chiew Y.-M. (2003) "Response of Velocity and Turbulence to Sudden change of Bed Roughness in Open-Channel Flow".Journal Article. Journal of Fluid engeneering. 10.1061/(ASCE)0733-9429(2003) 129:35,

Debret, J. (2020). Les normes APA françaises : Guide officiel de Scribbr basé sur la septième édition (2019) des normes APA. Scribbr. https://www.scribbr.fr/manuel-normes-apa/

Florens, E., Eiff, O. & Moulin, F.(2013) "Defining the roughness sublayer and its turbulence statistics". Exp. Fluids 54, 1500

HEROUT B. GIOVANNINI A, BOISSON H-C, BENSAID R et LO JACONO D (2011)"EFFET DE LA RUGOSITE DE PAROI SUR UN ECOULEMENT TURBULENT EN CONDUITE". Communication présentée au 20ème Congrès Français de Mécanique, Besançon

Hunt J. C. R. (1984) "Turbulence structure and turbulent diffusion neargas-liquidinterfaces".Journal Article. Gas Transfer at Water Surface (EDS. W.Brutsaert and G.H. Jirka). Reidel Pub. 67-82,

Jackson P. S.(1981). "On the displacement height in the logarithmic velocity profile. Journal of FluidMechanics, 111, 15-25.

Labiod C. (2005) "Ecoulement à surface libre sur fond de rugosité inhomogène".Thesis, Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace. Spécialité : Sciences de la Terre et de l'Environnement, INP.Toulouse. pp 6-37.

Launder B. E. & Li S. P. (1994) "On the elimination of wall-topography parameters from second-moment closure".Journal Article. Physics of Fluids. 6(2), 999-1006, L. de Vinci. (1828) "Del moto e misuradell'acqua ",

Launder B. E., Reece G. J. &Rodi W. (1975) "Progress in the development of a Reynolds-Stress Turbulence closure".Journal Article. Journal of Fluid Mechanics. Vol. 68 (part 3):537-566,

Mejri-Chtioui I. (2006) "Analyse de l'écoulement instationnaire cavitant dans les inducteurs".Thesis, Spécialité : Mécanique, l'école nationale supérieure d'arts et métiers. pp 49-60.

Nakagawa H., Nezu I. and Ueda H.(1975). "Turbulence of open channel flow over smooth and rough beds. " Proc. Of JSCE, 241, 155-168.

Nezu I. and Nakagawa H.(1993). "Turbulence in open channel flows. " IAHR monograph series, A.A., Balkema, Rotterdam, The Netherlands

Nezu I. and Rodi W.(1985). "Experimental study on secondary currents in open channel

REBHI Redha, ALLICHE Mounir, MAMOU Mahmoud, KORICHI Abdelkader (2014) " Validation des modèles de turbulence pour la simulation des écoulements turbulent de l'air autour d'un obstacle à section carré"

Rouzès, M. (2015). " Étude expérimentale de l'hydrodynamique d'un écoulement turbulent à surface libre sur fond rugueux à faible submersion. " Thèse de doct. Université de Toulouse.

Philppe Reulet, Olivier Léon et François Chedevergne.(2019) " Effet de la rugosité sur le frottement pariétal et les transferts de chaleur" . NANTES, France. hal-02320232

Tsikata J. M. &Tachie M. F. (2012) "Adverse pressure gradient turbulent flows over rough walls".Journal Article. International Journal of Heat and Fluid Flow. 39 (2013) 127–145,

Wang Z.-Q. & Cheng N.-S. (2005) "Secondary flows over artificial bed strips".Journal Article. Advances in Water Resources. 28(5), 441-450.

Yu-Cheng L. & Lin L. (2008) "Numerical simulation of turbulent free surface flow over obstruction".Journal Article. Journal of hydrodynamics. 20(4):414-423,

Zaouali S. (2008) "Structure et modélisation d'écoulements a surface libre dans des canaux de rugosité inhomogène".Thesis, École doctorale : Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace. Spécialité : Sciences de la Terre et des Planètes Solides, INP.Toulouse. pp 5-39.

Zeghib A et Talbi K (2008) "Comparaison des différents modèles de turbulence d'un écoulement aérodynamique dans un cyclone" Université Mentouri Constantine.

Annexes

Annexes : étapes de résolution d'un écoulement sous ANSYS-Fluent

La mise en oeuvre de la simulation numérique sous le code de calcul ANSYS-Fluent, impose de suivre un certain nombre d'étapes. En effet, nous présentons les étapes à suivre pour simuler un écoulement en charge en 3D sous le code de calcul ANSYS-Fluent :

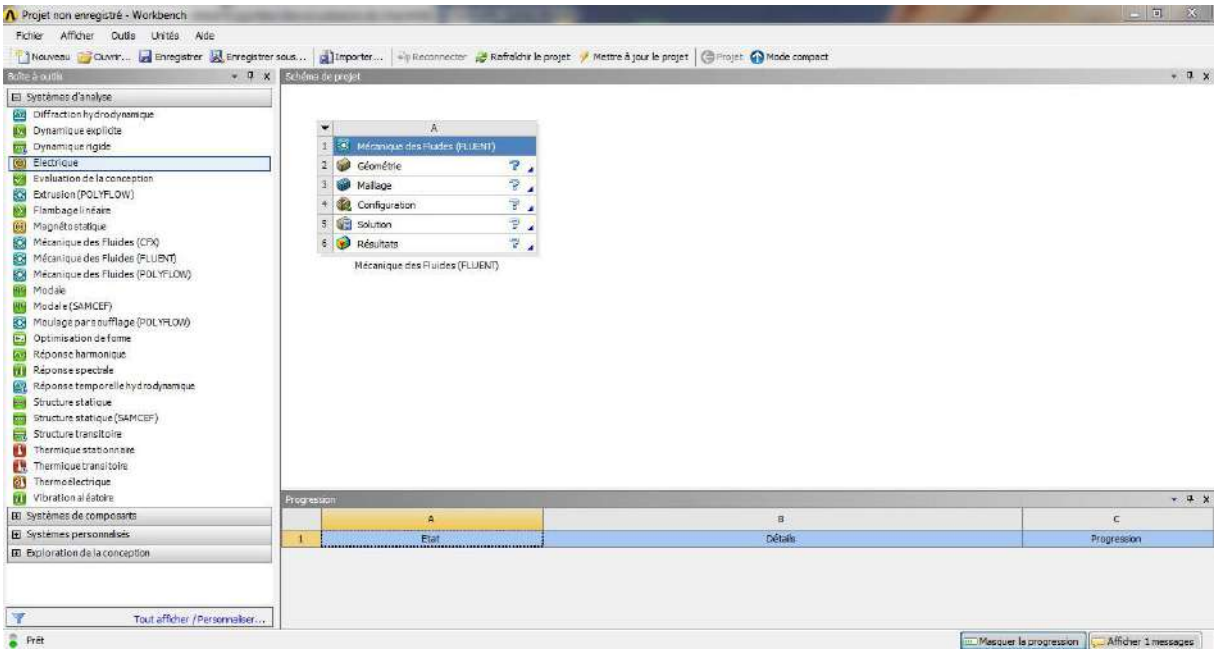


Figure A-1 : Interface de travail de groupe logiciels ANSYS

DesignModeler

- Créer la configuration de la géométrique

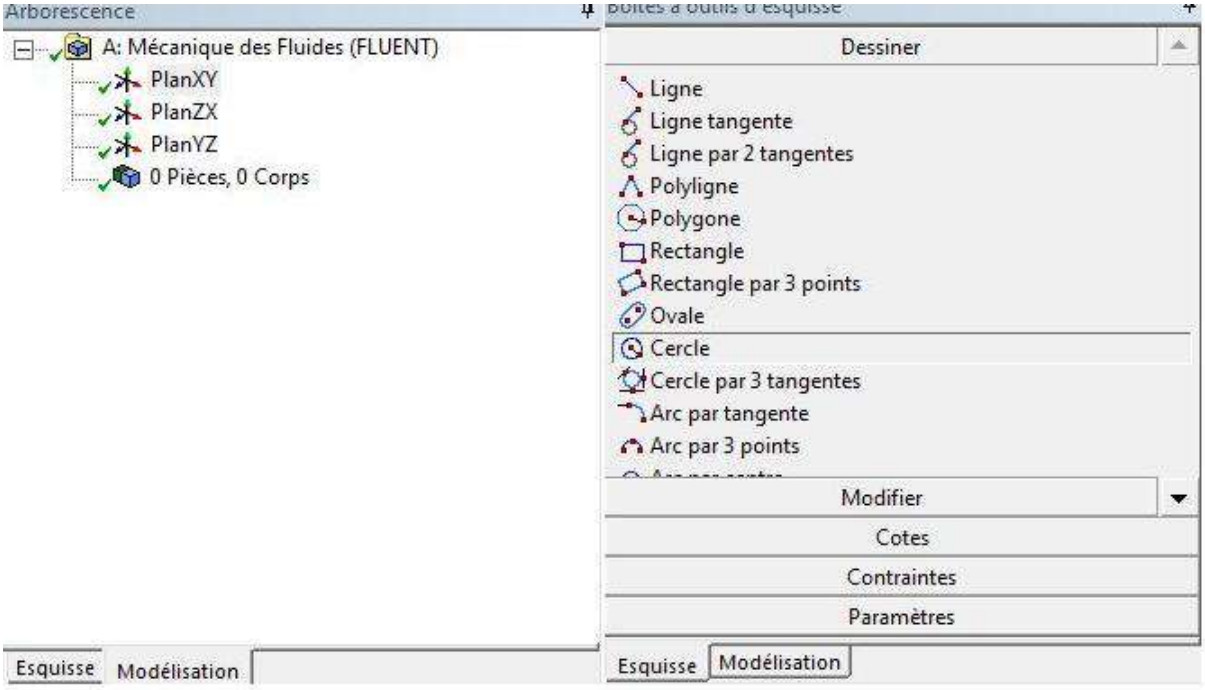


Figure A-2 : création un cercle sur le plan XY

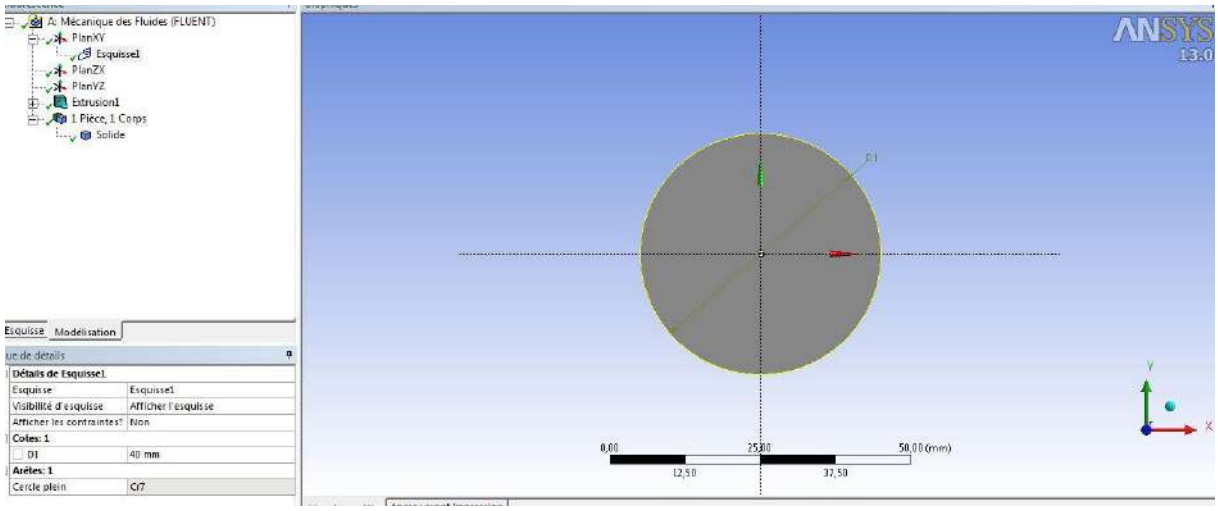


Figure A-3 : entrer un diamètre pour le cercle

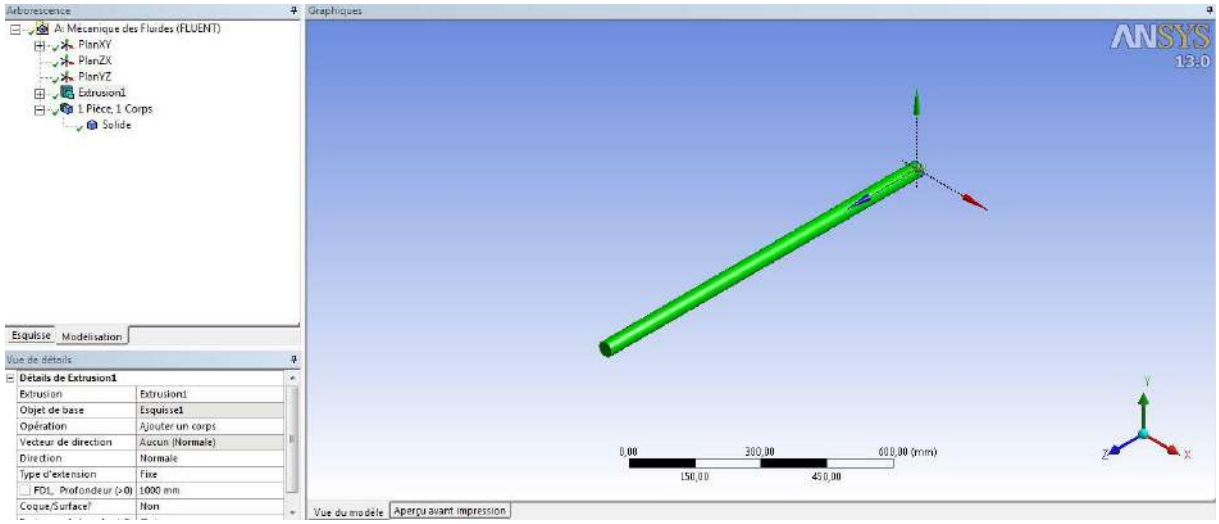


Figure A-4 : Extrusion et création de conduite

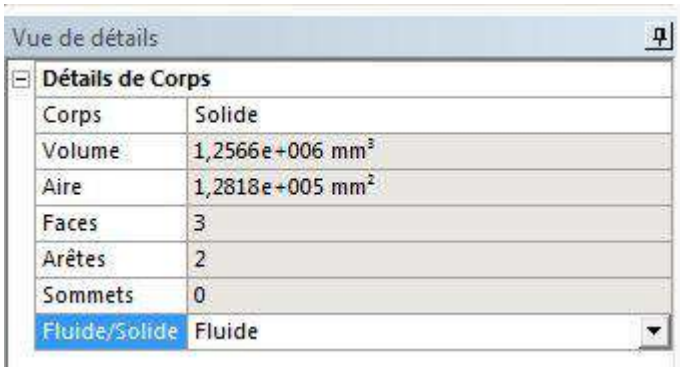


Figure A-5 : choix le type de corps interne

ANSYS-Meshing

- Choix le type de maillage



Figure A-6 : Choix le type de maillage

- Définir les conditions aux limites sous ANSYS-Meshing

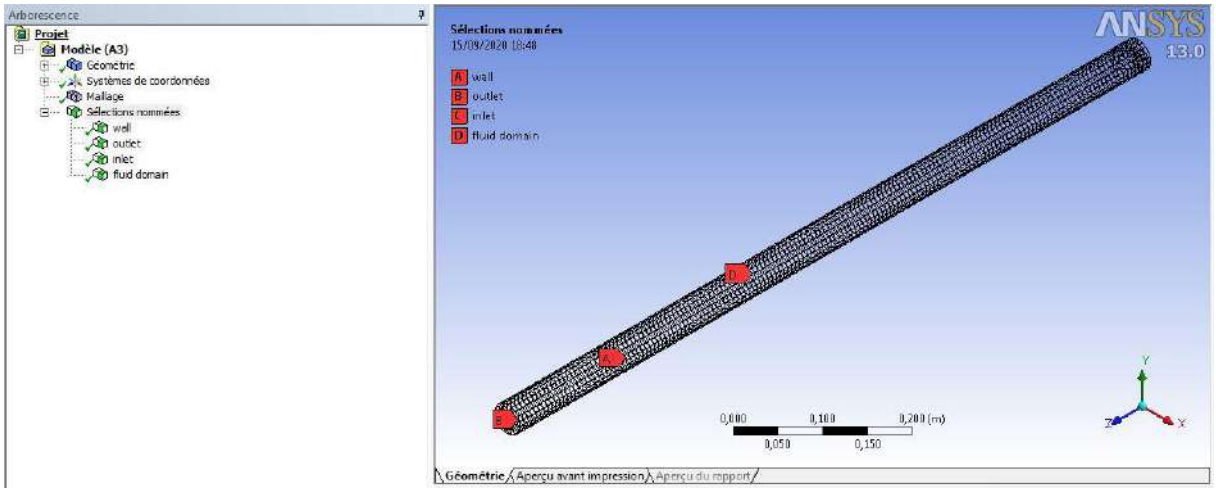


Figure A-7 : Définition des conditions aux limites sous ANSYS-Meshing.

- Générer le maillage

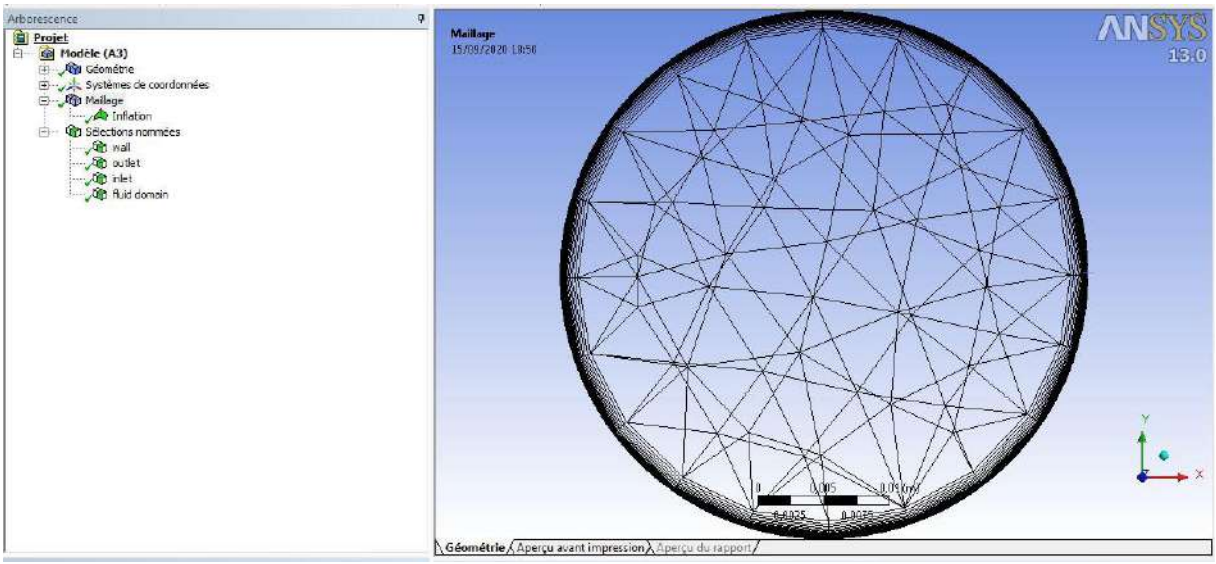


Figure A-8 : Génération du maillage sous ANSYS-Meshing

FLUENT

- Lancer le solveur approprié pour la modélisation en deux ou trois dimensions, Le choix de type de modélisation se fait automatiquement par ANSYS-Fluent en fonction de la géométrie configurée précédemment.



Figure A-9 : Exécution de ANSYS-Fluent

- Choix de modèles physiques de résolution, Définе →Modèls → Viscous

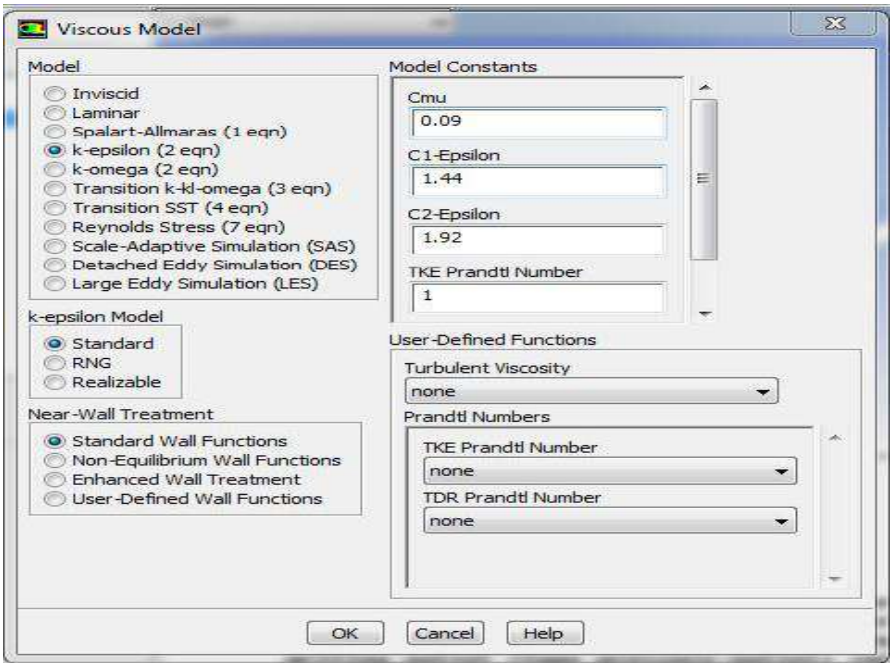


Figure A-10 : Choix de modèles de turbulence.

- Définir les propriétés des matériaux

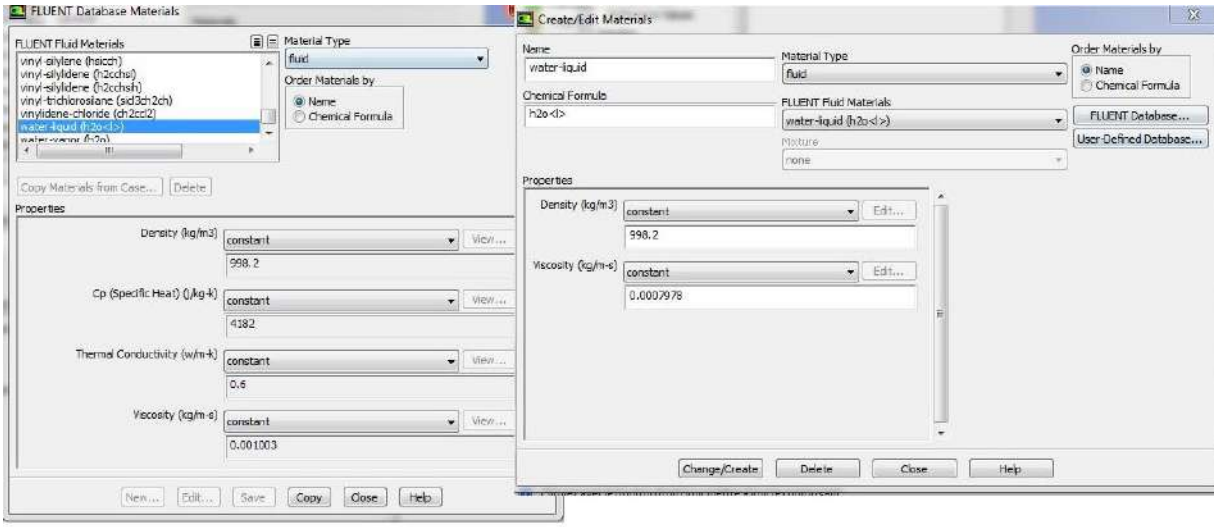


Figure A-11 : Choix de fluide

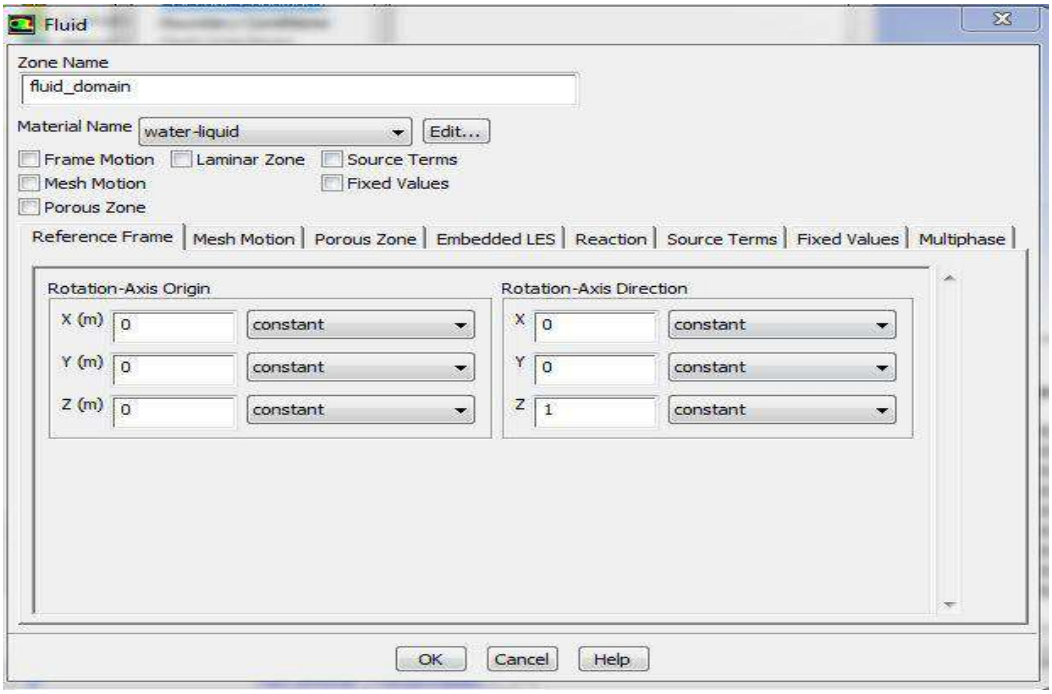


Figure A-12 : choix de fluide de zone intérieure de domaine fluide

- Définir les conditions aux limites
  Choisir la zone de limites en fonction de leur nom défini sous ANSYS-Meshing, puis définir le type de condition et introduire les paramètres d'entrée si nécéssaire

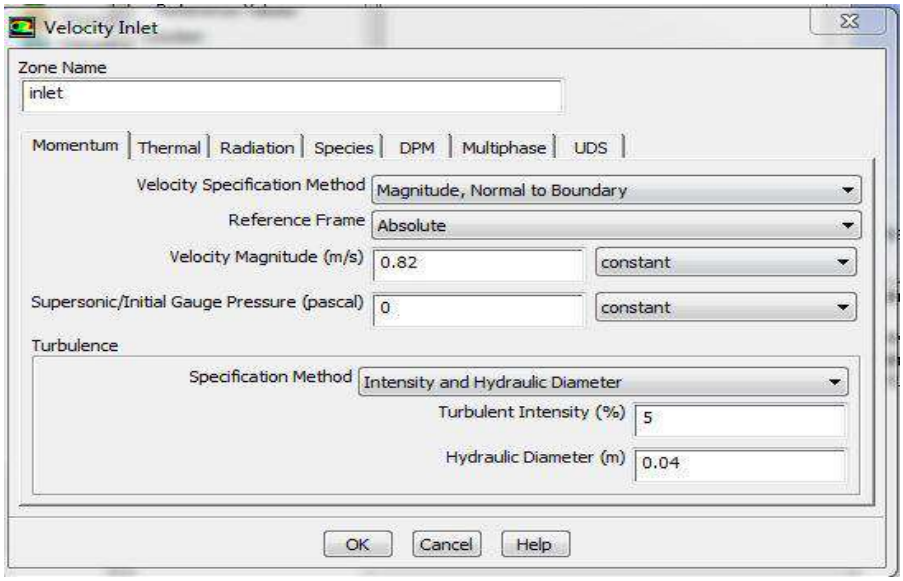


Figure A-13 : Définir les conditions aux limites

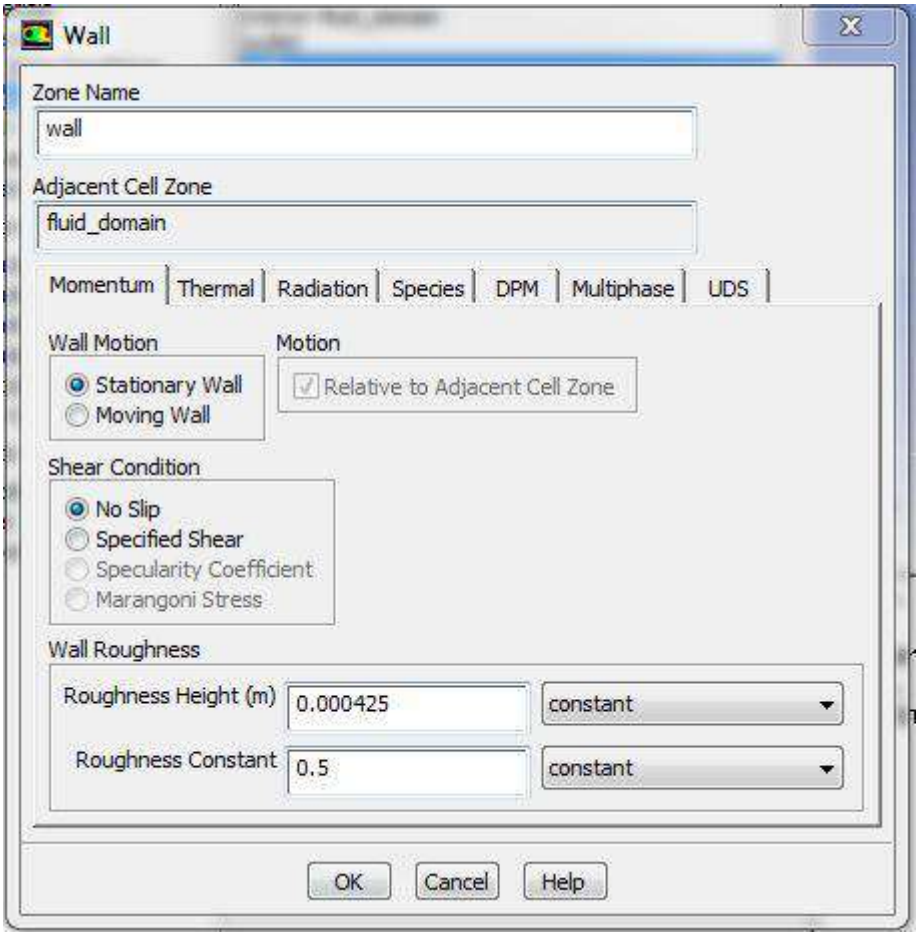


Figure A-14 : Définir les conditions aux limites



Figure A-15 : Définir les conditions aux limites

- Choix de l'algorithme de solution

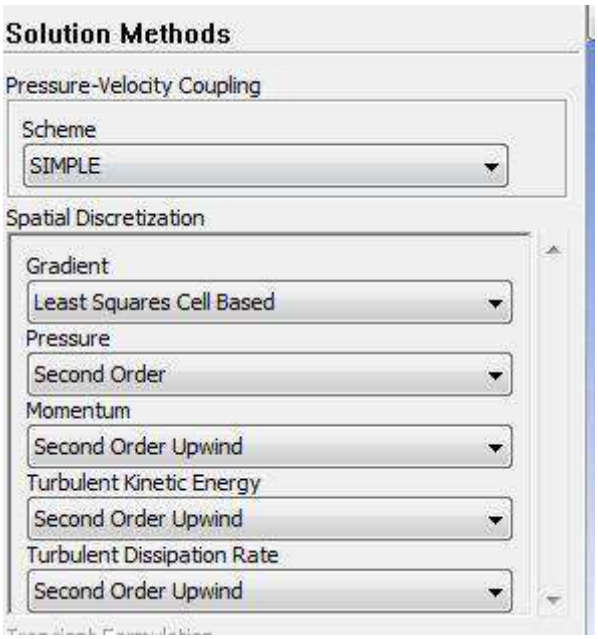


Figure A-16 : Spécification d'algorithme de résolution et les scémas de discritisation spatiale

- Régler les paramètres du solveur, Solution Controls

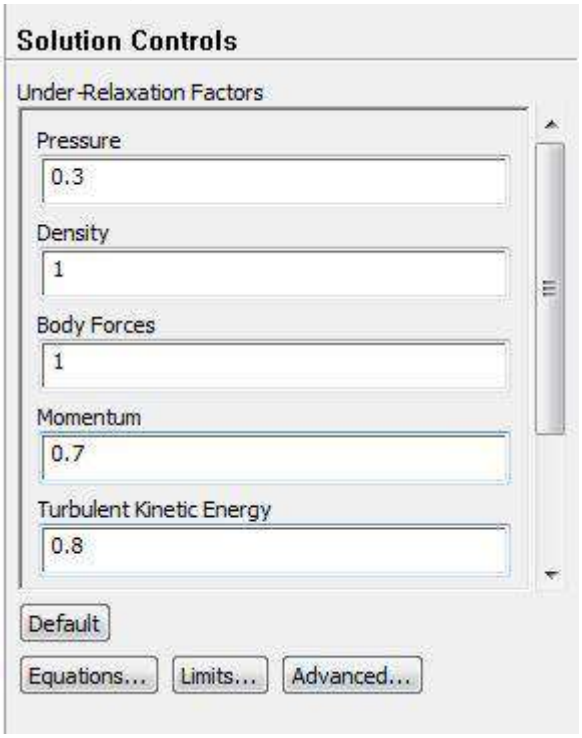


Figure A-17 : Choix des facteurs de sous relaxation

- Régler les moniteurs de convergence

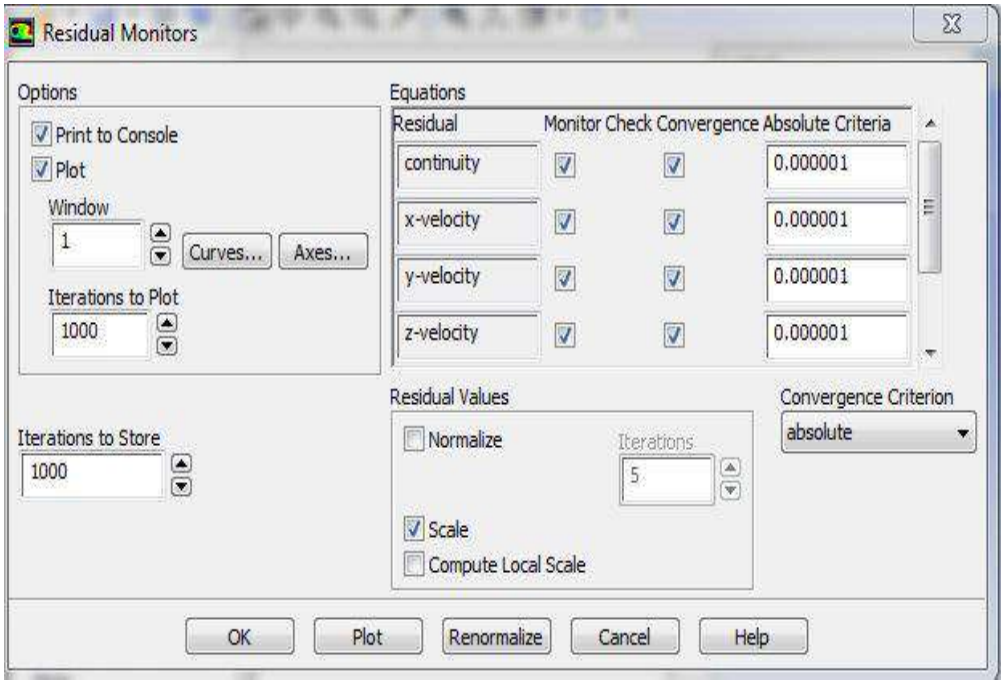


Figure A-18 : Critères de contrôler la convergence

- Fournir une solution initiale, Solution

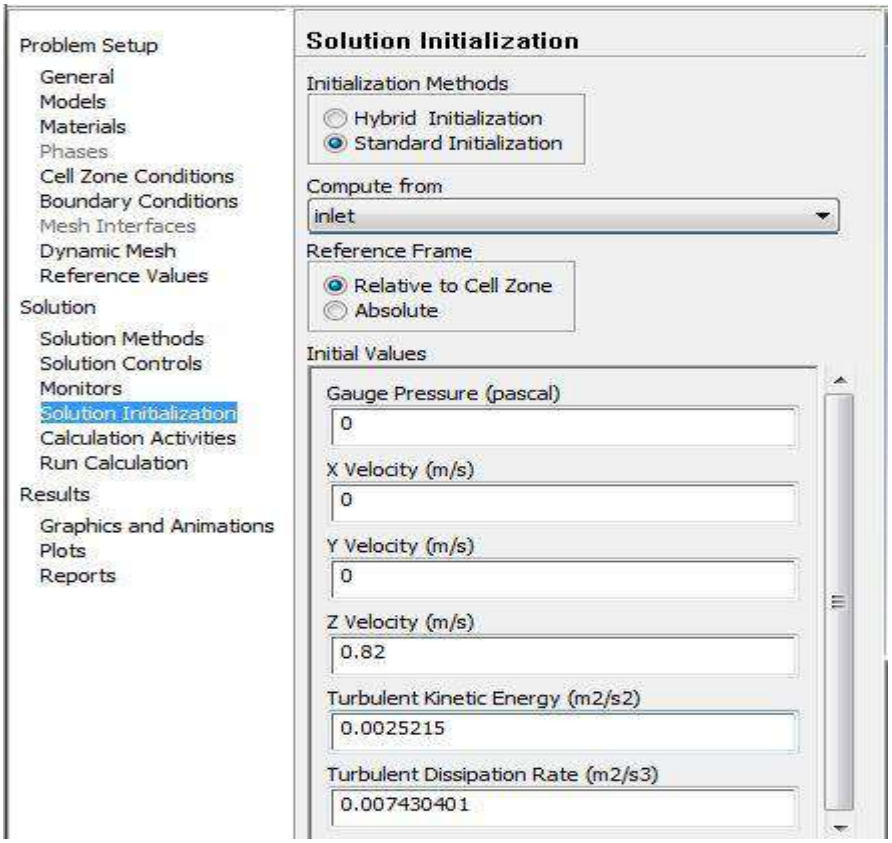


Figure A-19 : Initialisions de solution

- Calculer et surveiller la solution, Run CalculationCheck

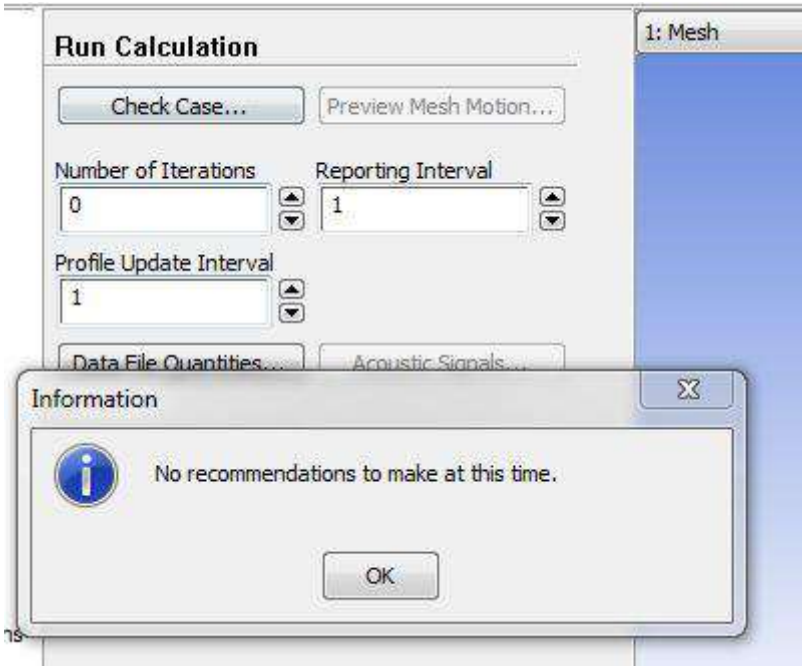


Figure A-20 : Vérification de solution.

- Affichage de graphiques

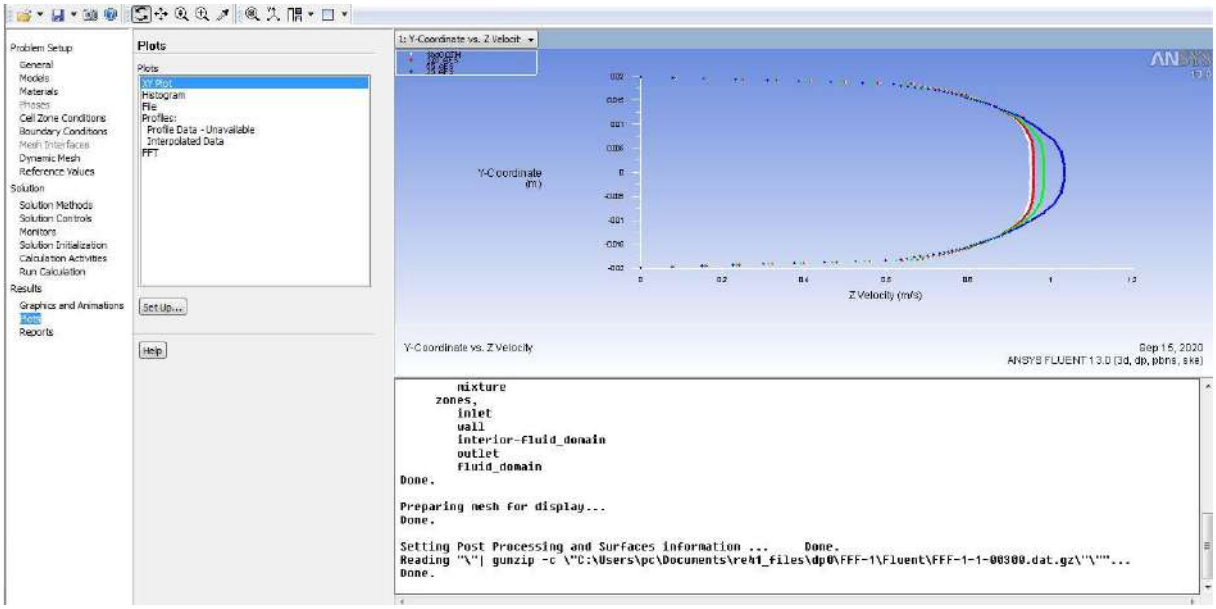


Figure A-21 : Affichage des résultats.