



République Algérienne Démocratique et Populaire

*Ministère de l'Enseignement Supérieur
et de la Recherche Scientifique*

*Faculté de Technologie
Département de l'hydraulique*

***Mémoire
De Magister En Hydraulique***

Option : Ecoulement et Transport Solide

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DES
ECOULEMENTS DE SURFACE PAR
METHODES NUMERIQUES**

Présenté par :

DIAF AMINE

SOUTENU DEVANT LE JURY

<i>Président : HABI MOHAMED</i>	<i>Professeur</i>	<i>Univ.Tlemcen</i>
<i>Rapporteur : SEDDINI ABDELALI</i>	<i>Professeur</i>	<i>Univ.Tlemcen</i>
<i>Rapporteur : DEBBAL ZAKARIA</i>	<i>Maitre Assistant C.C</i>	<i>Univ.Tlemcen</i>
<i>Examineur : SAIM RACHID</i>	<i>Maitre de conférences</i>	<i>Univ.Tlemcen</i>
<i>Examineur : BENTALHA CHAKIB</i>	<i>Maitre Assistant C.C</i>	<i>Univ.Tlemcen</i>

ANNEE UNIVERSITAIRE 2011-2012

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

Dédicaces

Je dédie ce travail en signe de reconnaissance, et respect envers tous ceux qui me sont très chers, et qui m'ont été d'un grand soutien durant mes années d'études.

A mes chers parents,

A mes frères et sœurs,

A toute la famille,

A mes amis,

A mes professeurs,

Je tiens à dédier ce travail à tous ceux qui m'ont prêté l'aide et l'assistance à sa réalisation.

Remerciements

Je tiens à remercier chaleureusement Monsieur SAIM RACHID et Monsieur BENTALHA CHAKIB pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu examiner ce travail en acceptant de participer au jury.

Un grand merci à Monsieur DEBBAL ZAKARIA et Monsieur SEDDINI ABDELALI en m'encourageant de travailler sur ce thème , aussi bien pour la confiance qu'ils m'ont accordé.

Je remercie également le Professeur HABI MOHAMED d'avoir accepter de présider le jury de ce travail.

Je tiens à remercier toute personne ayant participé de près ou de loin à l'élaboration de ce présent mémoire.

Enfin, je remercie sincèrement mes parents, pour leur soutien moral et matériel pendant la réalisation de mon travail.

Résumé

Ce travail porte sur la description d'un modèle RSM en vue de la modélisation 3D des écoulements turbulents en canal rectangulaire à surface libre. Nous avons utilisé la méthode des volumes finis pour résoudre les équations de transport non linéaire régissant les équations de quantité de mouvement, d'énergie cinétique et de dissipation. Nous avons comparé les résultats des simulations obtenus à des résultats expérimentaux de Jau Yau Lu pour un écoulement sur fond lisse et Chouaib Labiod pour un écoulement sur fond de rugosité homogène. Nous avons mis ainsi en évidence l'influence de la pente, la rugosité et la lame d'eau sur les profils verticaux de la vitesse moyenne d'écoulement et les courants secondaires du champ moyen à travers une section transversale et leur sensibilité aux parois et à la surface libre. Ils ne peuvent être modélisés qu'en tenant compte de l'anisotropie de la turbulence. D'où l'intérêt d'un modèle complet comme le RSM. Notons ici que nous avons utilisé le code de calcul FLUENT 6.3 pour faire notre calcul.

Mots-clés

Écoulement à surface libre – Canal rectangulaire-Turbulence –Modèle RSM-
Ecoulement secondaire- Modélisation - Simulations numériques-Fluent 6.3-
Volume finis.

Summary

This work deals with the description of a RSM model for 3D modeling of turbulent flows in rectangular channel with free surface. We used the finite volume method to solve the transport equations governing nonlinear equations of momentum, kinetic energy and dissipation. We compared the simulation results obtained with experimental results of Lu Jau Yau for flow over smooth bottom and Chouaib Labiod for flow roughness on bottom homogenous. We have thus demonstrated the influence of slope, roughness and the depth of water on the vertical profiles of the mean flow velocity and the secondary currents of the mean field through a cross-section and their sensitivity to the walls and to the free surface. They can not be modeled by taking into account the anisotropy of turbulence. Hence the interest of a complete model as the RSM. Note here that we used the computer code FLUENT 6.3 for our calculation.

Keywords

Open channel flow - Canal rectangular-Turbulence-Model RSM-secondary-flow modeling - Numerical simulations Fluent-6.3-finite volume.

ملخص

هذا العمل يتناول وصف نموذج

RSM ل 3D النمذجة التدفقات المضطربة في قناة مستطيلة مع سطح حر

استخدمنا طريقة حجم محدود في حل المعادلات التي تحكم نقل المعادلات الخطية من الزخم، وتبديد الطاقة الحركية. قارنا محاكاة النتائج التي حصل عليها مع النتائج التجريبية ل Jau Yau Lu نحو سطح سلس و Labiod نحو سطح خشن في أسفل تدفق متجانسة وقد أثبتنا ذلك من تأثير خشونة، منحدر وعمق الماء على المقاطع الرأسية للسرعة تدفق المتوسط والتيارات الثانوية للحقل يعني من خلال شريحة وحساسيتها للجدران وإلى السطح الحر. لا يمكن على غرار من قبل مع الأخذ في الاعتبار تباين من الاضطراب. وبالتالي لمصلحة نموذج كامل كما RSM لاحظ هنا أننا استخدم الكمبيوتر بطلاقة رمز Fluent 6.3 لحساب لدينا.

كلمات

تدفق قناة مفتوحة - قناة مستطيلة الاضطراب- الموديل RSM-الثانوية تدفق نمذجة -المحاكاة العددية بطلاقة - حجم محدود-. Fluent 6.3 .

Sommaire

Introduction générale	1
------------------------------------	---

Chapitre I : Rappels théoriques

1.1 Introduction.....	4
1.2 La surface libre.....	4
1.3 La turbulence.....	4
1.4 Classification des écoulements.....	5
1.4.1 Écoulements permanents graduellement variés.....	6
1.4.2 Ecoulements rapidement variés.....	6
1.5 Ecoulements secondaires dans les écoulements a surface libre.....	6
1.5.1 Effets de l'anisotropie de la turbulence et des conditions aux limites.....	8
1.5.2 Effets de la surface libre.....	9
1.5.3 Ecoulements dans des canaux rectangulaires à parois lisses.....	9
1.6 Modélisation de la turbulence en hydrodynamique.....	13
1.6.1 Contexte historique.....	13
1.6.2 Classification des modèles turbulents.....	14
1.6.2.1 Simulation directe.....	15
1.6.3 Mesure de la turbulence en laboratoire.....	16
1.7 Propriétés des écoulements turbulents.....	17
1.7.1 Caractéristiques de la turbulence.....	17
1.7.2 Turbulence homogène et isotrope.....	18
1.8 Loi de frottement.....	18
1.9 Équation de Chézy.....	19

1.10 Formule de Manning.....	19
1.11 Formule de Manning-Strickler.....	20
1.12 Classification des schémas numériques.....	20
1.12.1 La discrétisation spatiale.....	20
1.13 Conclusion.....	22

Chapitre II : Revue de littérature

2.1 Introduction.....	23
2.2 Ecoulement à surface libre et modélisation hydrodynamique.....	23
2.2.1 Intégration verticale ou transversale.....	24
2.3 Méthodes de résolution numérique.....	25
2.4 Les modèles de turbulence.....	26
2.4.1 Hypothèse de Boussinesq.....	27
2.4.2 Modèle Spalart-Allmaras.....	27
2.4.3 Le modèle (k, ϵ).....	28
2.4.3.1 Modèle k- ϵ standard.....	28
2.4.3.2 Modèle k- ϵ RNG.....	29
2.4.3.3 Modèle k- ϵ Réalisable.....	30
2.4.4 Modèle k- ω standard.....	31
2.4.5 Modèle k- ω SST.....	31
2.4.6 Le modèle RSM.....	32
2.5 Généralités sur les modèles multiphasiques.....	33
2.6 Quelques études expérimentales.....	35
2.6.1 Ecoulements secondaires dans des canaux étroits a parois lisses.....	35
2.6.2 Effets de la surface libre sur la turbulence.....	36
2.6.3 Applications aux écoulements par modèle RSM.....	37

2.6.4 Autres travaux	38
2.7 Les problèmes de fermeture des équations.....	40
2.7.1 Les modèles de turbulence.....	42
2.8 Conclusion.....	42

Chapitre III : Modélisation numérique

3.1 Introduction.....	43
3.2 Rappel sur la méthode des volumes finis.....	43
3.2.1 Maillage.....	44
3.3 Méthode de résolution.....	45
3.3.1 Le choix d'un solveur.....	47
3.3.2 Conditions initiales.....	48
3.3.3 Conditions aux limites.....	48
3.3.3.1. Introduction à la couche limite turbulente.....	50
3.3.3.2. Observations expérimentales.....	50
3.3.3.3. Couche limite turbulente.....	51
3.3.3.3.1. Observations expérimentales.....	51
3.3.3.4 Traitement de la turbulence aux parois.....	55
3.3.3.4.1 Structure de la couche limite turbulente sans gradient de pression.. ...	56
3.3.3.4.2 Couches limites en présence d'un gradient de pression extérieur.....	59
3.4 Présentation de la configuration étudiée.....	61
3.4.1 Présentations de la géométrie.....	61
3.4.2 Conditions initiales.....	62
3.4.3 Conditions aux limites.....	62

3.4.4 Modèles de turbulence.....	63
3.4.5 Convergence des calculs.....	63
3.5 Présentation du code de calcul.....	64
3.5.1 Architecture du logiciel.....	64
3.6 Modèle de transport du tenseur de Reynolds	67
3.6.1 Modélisation du terme de diffusion turbulente.....	68
3.6.2 Modélisation du terme diffusion /dissipation par la viscosité.....	69
3.6.3 Modélisation du terme de diffusion par champ de pression.....	69
3.6.4 Modélisation du taux de dissipation.....	71
3.6.5 Une équation pour fixer le débit.....	71
3.6.6 Lois de paroi.....	72
3.6.7 Modélisation de la surface libre.....	73
3.7 Les profils verticaux de la vitesse moyenne longitudinale.....	74
3.8 Conclusion.....	77

Chapitre IV : Etude paramétrique de la vitesse

4.1 Introduction.....	78
4.2. Etude paramétrique de la vitesse au moyen du logiciel Fluent.....	79
4.2.1. Influence de la pente du canal et la lame d'eau sur la vitesse d'écoulement.....	79
4.2.1.1 Écoulement sur fond lisse.....	79
4.2.1.1.1 La représentation des deux phases (eau et l'air).....	82
4.2.1.1.2 Caractéristiques de l'expérience.....	82
4.2.1.1.3 Comparaison entre les résultats du modèle numérique testé et expérimentaux.....	83
4.2.2. Influence de la rugosité sur la vitesse d'écoulement.....	89
4.2.2.1. Écoulement sur fond de rugosité homogène.....	89

4.2.2.1.1	Caractéristiques de l'expérience.....	93
4.2.2.1.2	Comparaison entre les résultats du modèle numérique testé et expérimentaux.....	94
4.3	Conclusion.....	98
	Conclusion générale.....	99

Liste des figures

CHAPITRE I : RAPPELS THÉORIQUES

Figure 1.1 Ecoulement à surface libre en canal	6
Figure 1.2 Illustration des écoulements secondaires.....	7
Figure 1.3 Illustration du Dip phenomenon.....	8
Figure 1.4 Ecoulements secondaires et effets des angles.....	9
Figure 1.5 Ecoulements secondaires.....	10
Figure 1.6 Ecoulements secondaires dans un canal rectangulaire.....	11
Figure 1.7 Contours des isovitesse longitudinales.....	12
Figure 1.8 Distribution transversale du frottement à la paroi du fond.....	13
Figure 1.9 Classification des schémas numériques.....	20

CHAPITRE II : REVUE DE LITTÉRATURE

Figure 2.1 Profil de l'écoulement - intégration verticale.....	25
----------------------------------------------------------------	----

CHAPITRE III : MODELISATION NUMERIQUE

Figure 3.1 Volume de contrôle bidimensionnel.....	44
Figure 3.2 Schéma du maillage.....	45
Figure 3.3 Quelques profils instantanés de vitesse.....	51
Figure 3.4 Superposition: profil moyen.....	51
Figure 3.5 Profil de vitesse longitudinale moyenne dans une couche limite turbulente sur plaque plane sans gradient de pression.....	59

Figure 3.6 Effet du gradient de pression sur une couche limite.....	60
Figure 3.7 Conditions aux limites imposées.....	63
Figure 3.8 Profils verticaux de vitesse , (a) dimensionnels ; (b) normalisés en fonction de la variable interne de paroi.....	75
Figure 3.9 Profils verticaux de la vitesse longitudinale au-dessus de la zone rugueuse.....	76
Figure 3.10 Profils verticaux de la vitesse longitudinale au-dessus de la zone lisse.....	76

CHAPITRE IV : ETUDE PARAMETRIQUE DE LA VITESSE

Figure 4.1 Le maillage quadrilatéral du canal	80
Figure 4.2 La convergence de la solution	81
Figure 4.3 La représentation des deux phases (eau et l'air).....	82
Figure 4. 4 Profils verticaux de la vitesse longitudinale au-dessus de la zone lisse pour $S = 1\%$ et $H = 0.054$ m	85
Figure 4.5 Profils verticaux de la vitesse longitudinale au-dessus de la zone lisse pour $S = 1\%$ et $H = 0.022$ m.....	85
Figure 4.6 Profils verticaux de la vitesse longitudinale au-dessus de la zone lisse pour $S = 2 \%$ et $H = 0.054$ m.....	86
Figure 4.7 Profils verticaux de la vitesse longitudinale au-dessus de la zone lisse pour $S = 2 \%$ et $H = 0.022$ m.....	86
Figure 4.8 Contour de vitesse longitudinale d'une section transversal du canal pour $S = 1 \%$ et $H = 0.022$ m	87

Figure 4.9 Contour de vitesse longitudinale d'une section transversal du canal	88
Figure 4.10 Profils de la surface libre de simulé.....	89
Figure 4.11 Élément de rugosité et position des quatre sections de mesure.....	91
Figure 4.12 Géométrie des rugosités homogène utilisées.....	91
Figure 4.13 Le maillage quadrilatéral du canal.....	92
Figure 4.14 La convergence de la solution.....	93
Figure 4.15 Profils verticaux de la vitesse moyenne au-dessus d'un élément de la rugosité homogène.....	95
Figure 4.16 champ de vecteur de vitesse moyenne dans le plan de symétrie sur un fond de rugosité homogène.....	96
Figure 4.17 La surface libre de l'écoulement sur un fond de rugosité Homogène.....	97
Figure 4.18 La représentation des deux phases (eau et l'air).....	97

Liste des tableaux

CHAPITRE IV : ETUDE PARAMETRIQUE DE LA VITESSE

Tableau 4.1 caractéristiques physiques et conditions aux limites de la simulation pour différentes pentes et lame d'eau.....	83
Tableau 4.2 caractéristiques physiques et conditions aux limites de la simulation pour une rugosité homogène.....	93

Notations

Symbole	Description	Unité
h	Tirant d'eau	m
h_n	Hauteur normal	m
h_c	Hauteur critique	m
H_s	L'énergie spécifique	m
H	La charge total	m
B	Largeur du canal	m
C	Coefficient de chezy	$m^{1/2} / s$
C_f	Coefficient de frottement	////
F_r	Nombre de Froude	////
A	Section mouillée	m^2
P	Périmètre mouillé	m
I	La pente du canal	%
K_s	Coefficient de rugosité (Strickler)	$m^{1/3} / s$
n	Coefficient de manning	$m^{-1/3} . s$
Q	Débit	m^3 / s
R	Rayon hydraulique	m
R_e	Nombre de Reynolds	////
S	Surface	m^2
V	Vitesse	m/s
ν	Viscosité cinématique	m^2 / s
c	Vitesse du son	m/s

dt	Pas de temps	s
dx	Pas d'espace en x	m
dy	Pas d'espace en y	m
μ_{eff}	La viscosité effective	$kg/m.s$
f	Coefficient de Fanning	////
g	Accélération de la pesanteur	m/s^2
K	Energie cinétique turbulente	m^2/s^2
K_s^+	Nombre adimensionnel	///
D_h	Diamètre hydraulique	m
D	<i>Distance</i>	m
t	Temps	s
V	Volume	m^3
x_i	Coordonnées	m
y^+	Distance adimensionnelle	///
δ_{ij}	Symbole de Kronecker	///
α^*	Coefficient de correction de la viscosité turbulente	///
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	m^2/s^3
φ	Champ moyen fluctuant	///
Γ	Coefficient de diffusion	$kg/m.s$
$\rho(t, x)$	La densité de la particule matérielle au temps t et à la position x	
$\sigma(t, x)$	Le taux de production en série par volume	

ν_t	Viscosité cinématique turbulente	m^2/s
ρ, ρ_0	Masse volumique du fluide	kg/m^3
ρ_0^*	Masse volumique de référence	kg/m^3
$\overline{\tau_{ij}}$	Tenseur des contraintes visqueuses	$kg/m.s^2$
τ_p	Frottement à la paroi	$kg/m.s^2$
P, P^*, P^{**}	Pression instantané	N/m^2
P_0^*	Pression hydrostatique de référence associée à ρ_0^*	N/m^2
U	Vitesses moyennes suivant l'axe x	m/s
U_i	Vitesses moyennes	m/s
\overline{U}_i	Vitesses instantanées	m/s
U_τ	Vitesse de frottement à la paroi d'impact	m/s
U^+	Vitesse adimensionnelle	////
u	Fluctuations turbulentes des vitesses suivant l'axe x	m/s
v	Fluctuations turbulentes des vitesses suivant l'axe y	m/s
w	Fluctuations turbulentes des vitesses suivant l'axe z	m/s
u_i	Fluctuations turbulentes des vitesses	m/s
$\overline{u_i u_j}$	Composantes du tenseur de Reynolds	m^2/s^2
Φ	Champ moyen	///
$\overline{\Phi}$	Champ instantané	///
μ_t	Viscosité dynamique turbulente	$kg/m.s$

F_1	Nombre de Froude amont	////
F_2	Nombre de Froude aval	////
ΔH	Perte de la charge dans le ressaut hydraulique	m
τ_{tot}	Frottement total	////
k	Constant de Von Karman	////
$\partial V_{\text{maille}}$	Le volume total de la maille de calcul	m^3
∂V_q	Le volume de la partie de la maille occupée par la phase q	

Liste des sigles et abréviations :

1D, 2D, 3D : Uni, bi ou tridimensionnel

CFD : Computational Fluid Dynamics

RSM : Reynolds Stress Model

VOF : Volume Of Fluid

SHU : Systèmes Hydrauliques Urbains

FLDV: fiber-optic laser doppler velocimeter

Introduction générale

Les équations générales de la mécanique des fluides permettent de modéliser plusieurs aspects des écoulements à surface libre. Des solutions analytiques et numériques ont déjà été apportées à des problèmes spécifiques en proposant certaines hypothèses simplificatrices sur l'écoulement et son comportement.

Ces hypothèses sont reliées notamment: au nombre de dimensions spatiales considérées; à la pente du chenal; aux fluctuations des vitesses et de la pression dans le temps et l'espace; à la condition de la surface libre; et à l'action visqueuse.

Pour un écoulement turbulent, le système d'équations présente un problème de fermeture relié à la présence des termes associés aux contraintes de Reynolds. La recherche sur le phénomène de la turbulence a permis de développer plusieurs concepts et approches reliés, notamment, à la viscosité turbulente, à l'isotropie locale de la turbulence et aux équations de transport des termes fluctuants afin de résoudre le problème de fermeture du système d'équations de Navier-Stokes.

De telles approches sont en effet valides pour plusieurs écoulements en milieux naturels. Les modèles numériques classiques demeurent cependant limités par les hypothèses concernant les caractéristiques de l'écoulement formulées lors de la mise en équation du phénomène physique. Les approches traditionnelles se révèlent ainsi inadaptées à l'analyse de phénomènes hydriques et de problématiques plus complexes. La turbulence et l'étude d'écoulements turbulents persistent d'une grande actualité scientifique.

Malgré les progrès réalisés au cours du siècle dernier concernant la caractérisation de la turbulence, ce domaine d'étude, à ce jour reste incomplet.

Au cours des dernières années, plusieurs travaux ont été entrepris, afin d'une part, de solutionner, pour des cas plus généraux d'écoulements turbulents, les équations fondamentales de la mécanique des fluides et d'autre part, d'en faciliter le processus de résolution mathématique.

Pour pouvoir étudier le comportement des écoulements turbulent, il est nécessaire de prendre en considération les paramètres hydrauliques suivants : la rugosité, la hauteur d'eau, le débit, la vitesse, la pente du canal,... Etc.

L'objectif de notre travail est divisé en deux parties, la première est de déterminer l'influence de chacun de ces paramètres dont particulièrement, la pente du canal , la rugosité du fond du canal et la lame d'eau sur les profils verticaux de la vitesse longitudinale d'écoulement, au dessus de la zone lisse et rugueux dans les canaux à surface libre et mis en évidence les courants secondaires du champ moyen à travers une section transversale et leur sensibilité aux parois et à la surface libre; la deuxième est de bien maîtriser le logiciel Fluent 6.3 que nous avons utilisé dans ce travail.

Donc notre travail consiste à la modélisation tridimensionnelle de l'écoulement en utilisant le modèle hydrodynamique turbulent RSM pour visualiser les écoulements secondaires turbulent à surface libre et la méthode VOF pour capturer l'interface eau /air. Les résultats des simulations sont comparés avec deux travaux expérimentaux, la première de (Jau Yau Lu et Al, 2003) pour un écoulement sur fond lisse et la deuxième de (Chouaib Labiod, 2005) pour un écoulement sur fond de rugosité homogène.

La simulation numérique offre la possibilité de contrôle de la turbulence. Elle permet de faire varier les paramètres extérieurs tels que le nombre de Reynolds (Influence de l'inertie), et aussi les conditions initiales et aux limites.

Notre modélisation est basée sur logiciel FLUENT 6.3, modèle numérique tridimensionnel en volumes finis utilisant les équations de Navier-Stockes.

Nous supposons qu'il n'y a pas de transfert de masse entre phases, ni de tension à l'interface entre les deux fluides (eau-air), nous nous plaçons dans le cadre des fluides isotropes et newtoniens sachant que tous les gaz (donc l'air) mais aussi de nombreux liquides (comme l'eau) vérifient cette hypothèse.

Ce mémoire est articulé en quatre chapitres, Dans le chapitre un, nous avons commencé par des rappels théoriques sur la turbulence et la classification des écoulements, suivi par le deuxième chapitre concernant les revues de littérature sur les travaux adaptés à l'écoulement à surface libre, puis nous avons entamé dans le chapitre trois, la modélisation numérique par le choix de la méthode de résolution et mise en place du code du calcul pour simuler notre écoulement et finalement dans le quatrième chapitre nous avons fait une étude paramétrique de la pente du canal, la rugosité du fond du canal et la hauteur d'eau sur la vitesse d'écoulement par la présentation des résultats et leur interprétations.

Chapitre 1

RAPPELS THEORIQUES

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous essayons de donner une vue générale sur les caractéristiques et la classification des écoulements à surface libre.

Nous abordons notamment quelques notions fondamentales nécessaires à l'étude des écoulements à surface libre, puis nous soulignerons plus spécifiquement les divers types des écoulements.

1.2 La surface libre

L'écoulement à surface libre fait partie de l'écoulement gazeux-liquides ou liquide-liquide. La modélisation de ce type d'écoulement nécessite un découpage du domaine global de calcul en deux sous-domaines non miscibles séparés par une interface bien définie qui présente la surface libre. Le premier est constitué d'un volume d'eau et le deuxième, situé dans la partie supérieure du domaine d'étude, est rempli d'air.

1.3 La turbulence

La turbulence se développe dans la plupart des écoulements qui conditionnent notre environnement immédiat (canaux naturels, rivières, océans, atmosphère). La turbulence est caractérisée par un nombre adimensionnel, le nombre de Reynolds, qui correspond au rapport des forces d'inertie aux forces visqueuses :

$$Re = \frac{\rho UD}{\mu} \dots\dots\dots(1.1)$$

Où : ρ est la masse volumique,
 μ est la viscosité dynamique moléculaire,
 U et D sont la vitesse et distance caractéristiques de l'écoulement.

Dans un écoulement, la transition entre un régime laminaire et un régime turbulent s'effectue généralement pour un nombre de Reynolds supérieur à 2300. Un écoulement est considéré pleinement turbulent lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à 5000. Les écoulements turbulents sont essentiellement tridimensionnels et rotationnels. Ils sont le siège de très intenses fluctuations de la vitesse.

1.4 Classification des écoulements

Un écoulement qui ne varie pas dans le temps est un écoulement permanent autrement, il est non permanent. A l'échelle de quelques heures, un écoulement en rivière peut être considéré comme permanent, par contre l'écoulement dans un estuaire est continuellement en changement sous l'effet des marées.

On dit qu'un écoulement est uniforme si l'aire de sa section d'écoulement est constante tout le long de son parcours, autrement il est non uniforme. Si la non-uniformité est faible, on qualifiera l'écoulement de graduellement varié.

Si le changement de section s'effectue sur une courte distance, alors l'écoulement sera brusquement varié. Un écoulement permanent, le long d'une rivière, est une succession d'écoulements uniformes, graduellement et brusquement variés.

De plus, en fonction du rapport de la vitesse du fluide sur la célérité d'une onde de surface (nombre de Froude, Fr),

$$Fr = \frac{v}{\sqrt{g \cdot Dh}} \dots\dots\dots(1.2)$$

Par définition, un écoulement dont le nombre de Froude est inférieur à 1 est dit fluvial, sinon il est dit torrentiel. Lors d'un écoulement en régime fluvial, c'est l'aval qui pilote l'écoulement, lors d'un écoulement en régime torrentiel, c'est l'amont seul qui influence l'écoulement. Au nombre de Froude critique égal 1 correspond un tirant d'eau particulier h_c appelé hauteur d'eau critique.

1.4.1 Écoulements permanents graduellement variés

En pratique dans un chenal uniforme, c'est à dire de section, pente et rugosité uniformes, le tirant d'eau n'est constant qu'à une grande distance des extrémités. Près des extrémités, l'écoulement est varié, c'est-à-dire que le tirant d'eau varie.

Plus généralement, l'écoulement est également non uniforme lorsque le chenal est non uniforme (sa géométrie et/ou sa rugosité sont variables). Un écoulement graduellement varié est obtenu lorsque :

- Les dimensions, les formes, la rugosité, la pente du chenal varient faiblement sans brusquerie ;
- Le tirant d'eau varie faiblement.

1.4.2 Ecoulements rapidement variés

Les écoulements rapidement variés se rencontrent soit en cas de changements de géométrie brutaux en plan (convergençs, divergençs), soit dans le cas d'écoulements dont les lignes de courant deviennent très courbes (en profil).

1.5 Ecoulements secondaires dans les écoulements a surface libre

Dans les canaux et rivières rectilignes ou courbes, les écoulements ne sont pas, en général, parallèles en moyenne : le mouvement, de composantes moyenne V, W , dans le plan perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement de vitesse moyenne U , (Figure 1-1), est appelé mouvement ou écoulement secondaire, pour autant que son intensité soit modérée relativement à la composante longitudinale U , (V/U et $W/U < 1$).

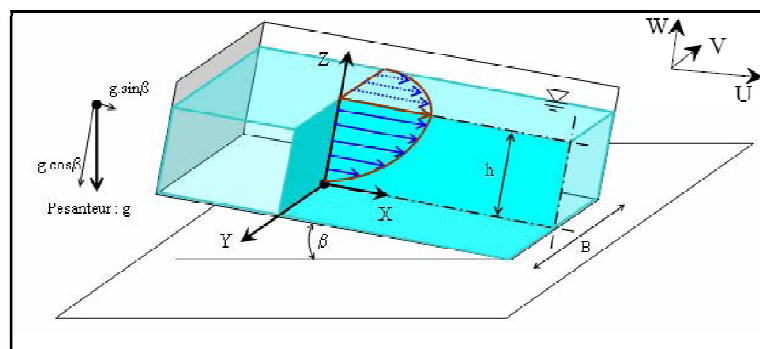


Figure 1.1 : Ecoulement à surface libre en canal

Suivant la classification de Prandtl (1952), on distingue deux types d'écoulements secondaires suivant qu'ils se produisent en canal courbe ou rectiligne.

Les écoulements secondaires du 1er type, sont directement liés aux effets de courbure et des forces centrifuges associées : Les gradients de pression peuvent alors entretenir des écoulements secondaires quel que soit le régime d'écoulement, laminaire ou turbulent. Ce type d'écoulement est rencontré dans les rivières formées d'une succession de méandres plus ou moins prononcés. Ils sont notamment responsables de l'affouillement du lit, de l'érosion des berges, de l'évolution des méandres ainsi que du développement morphologique des chenaux (Ghanmi, 1997).

Le second type consiste en la perturbation du champ moyen par effet de la turbulence. Dans la mesure où cette turbulence peut être générée par les parois et les angles, la présence de ces derniers va donc amplifier ces écoulements secondaires. Ces derniers se présentent sous la forme de recirculations dans le plan transversal à l'écoulement. Le champ de vitesse moyenne prend donc la forme de rouleaux contrarotatifs comme l'illustre les figures suivantes, l'une tracée à partir de données calculées, l'autre à partir du logiciel Fluent.

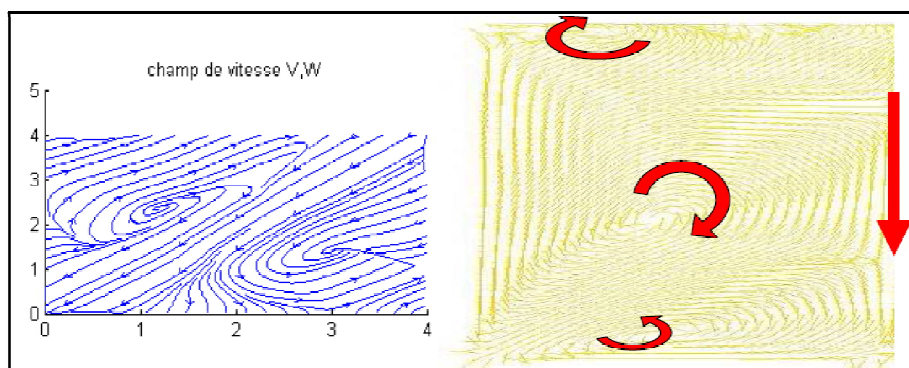


Figure 1.2 : Illustration des écoulements secondaires

L'anisotropie de la turbulence est elle-même inhérente aux mécanismes de génération près des parois ou d'interaction à la surface libre. Elle est notamment amplifiée par l'hétérogénéité de la rugosité de paroi. En général, l'intensité de ces écoulements secondaires n'excède pas 3 à 5% de la vitesse débitante de l'écoulement principal. Néanmoins, ils affectent notablement le champ moyen de vitesse, la distribution des contraintes turbulentes et du frottement pariétal, (Labioud .C, 2005).

Une conséquence des écoulements secondaires est le Dip phenomenon. Si l'on considère le profil de vitesse U dans un plan vertical, le maximum de vitesse n'est pas au milieu de la conduite. Il est sous la surface libre, à environ 80% de la hauteur d'eau. La distribution logarithmique, obtenue avec le modèle $k-\varepsilon$, ne permet pas de l'obtenir. En effet avec une loi logarithmique la vitesse atteint son maximum au milieu de la conduite puis reste constante alors qu'en fait ce maximum est atteint plus haut puis il y a décroissance de la vitesse.

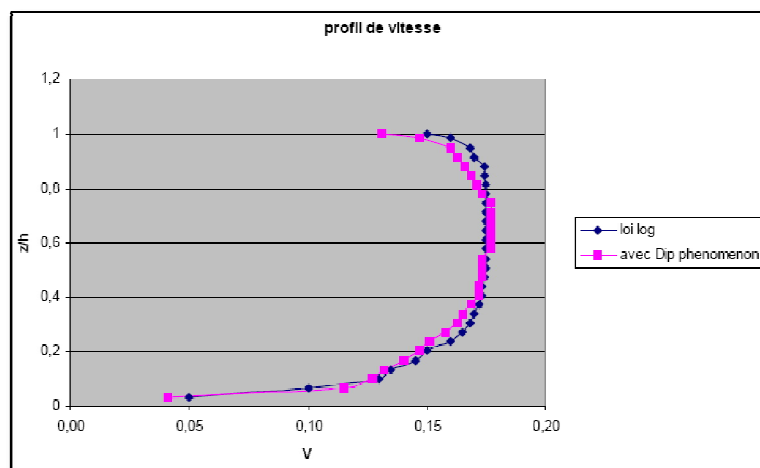
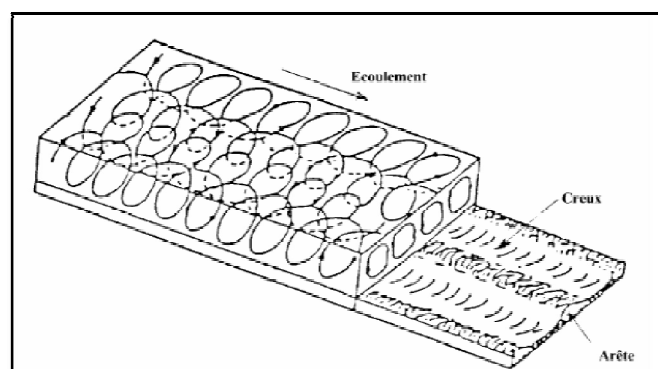


Figure 1.3 : Illustration du Dip phenomenon

Les données en rose sont des données expérimentales faites par le SHU en canal au lycée agricole d'Obernai. Le modèle RSM retranscrit bien ce phénomène dont la prise en compte est essentiel lors de la modélisation notamment pour la pose de capteur.

1.5.1 Effets de l'anisotropie de la turbulence et des conditions aux limites

La turbulence génère les tourbillons mentionnés plus hauts comme illustré sur cette figure :



C'est la rugosité des parois et les gradients de pression générés à leur contact qui peuvent générer des vortex donnant eux même naissance à la turbulence. La rugosité de la paroi est considéré parfaitement lisse. La géométrie des parois peut elle même modifier l'écoulement moyen et la structure des écoulements secondaires, notamment les angles. Les parois ont tendance à casser ces tourbillons, à les diviser selon la bissectrice des angles du canal. (Nezu et Rodi ,1985).

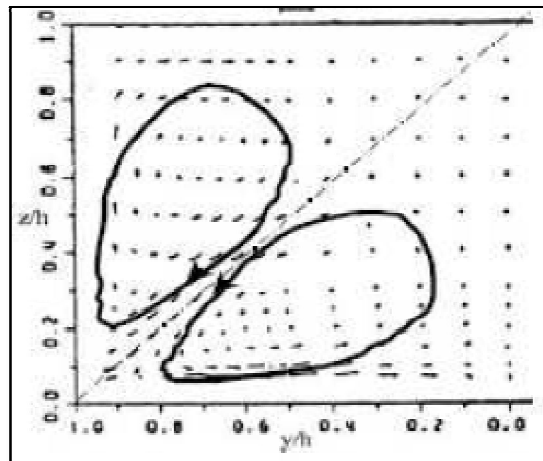


Figure 1.4 : Ecoulements secondaires et effets des angles

1.5.2 Effets de la surface libre

La surface libre augmente l'anisotropie de la turbulence et donc participe à la création des courants secondaires. Du point de vue de la turbulence, la surface libre peut être vue comme une paroi, v est amorti alors que u et w sont amplifiés. (Labioud.C, 2005).

En l'absence de vent, la surface libre peut être vu comme une absence de contrainte de cisaillement. Le champ de vitesse moyenne n^y est pas nul. La surface libre atténue les déplacements verticaux.

1.5.3 Ecoulements dans des canaux rectangulaires à parois lisses

Dans les canaux rectangulaires à parois lisses, les écoulements secondaires, produits par l'anisotropie de la turbulence, sont fortement influencés par le rapport de forme du canal et la présence de la surface libre. Sur la figure 1.5, nous présentons les circulations des écoulements secondaires générés dans un coin carré en charge et dans un canal à surface libre de rapport $B/h=2$.

Dans le cas du coin carré en charge, les mesures signalent une symétrie des cellules d'écoulements secondaires par rapport à la bissectrice. La présence des deux cellules contrarotatives résulte de l'antisymétrie de $\overline{v^2} - \overline{w^2}$ par rapport à la bissectrice du coin. Les deux cellules sont orientées vers le coin, le long de la bissectrice, puis réfléchies vers la zone centrale du canal le long des parois latérales. Dans le cas du coin carré d'un canal à surface libre de rapport $B/h=2$, (Nezu & Rodi, 1985) distinguent une distorsion de la symétrie comparativement à l'écoulement en charge. La circulation des écoulements secondaires est formée d'une cellule de surface, occupant la majeure partie de la section, et une cellule de fond, confinée dans la zone du coin. Cet effet de dissemblance est dû principalement à l'augmentation de $\overline{v^2} - \overline{w^2}$, à l'approche de la surface libre.

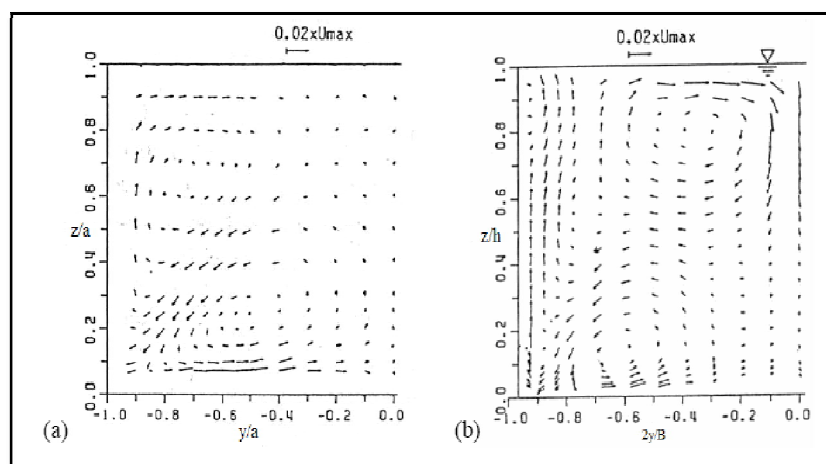


Figure 1.5 : Écoulements secondaires : (a) Coin carré en charge de côté (2a) (Nezu & Nakagawa, 1984), (b) Canal à surface libre de rapport $B/h=2$ (Nezu & Rodi, 1985)

Sur la figure (1.6), les mesures dans le cas d'un canal de rapport de forme $B/h=6$ confirment l'effet de la surface libre sur la structure des écoulements secondaires. Contrairement à l'écoulement en charge où la cellule inférieure occupe la majeure partie de la section, en écoulements à surface libre, la cellule de surface paraît la dominante. La comparaison entre les figures 1.5-b et 1.6-b montre l'effet du rapport de forme B/h sur l'organisation multicellulaire, de l'écoulement, dans les canaux ouverts, à parois lisses. En effet, dans ces conditions, le rapport B/h est le paramètre déterminant. L'aspect le plus marquant est que l'intensité et la zone d'influence des écoulements secondaires est d'autant plus grande que le canal est plus étroit ($B/h \leq 5$). Pour les canaux larges ($B/h > 5$), la zone d'influence des mouvements secondaires, générés par l'anisotropie imposée par les parois, est limitée à la zone du coin.

Dans la zone centrale, l'intensité des écoulements secondaires devient très faible et l'écoulement est très semblable à un écoulement parallèle (figure 1.6-b). Pour ces canaux larges, dans la zone du coin, les mesures de (Nezu & Rodi, 1985) et (Nezu & *al.*, 1988) montrent que la taille de la cellule du fond, faible dans le cas $B/h=2$, devient de plus en plus importante lorsque B/h augmente, jusqu'à ce qu'elle se décompose en petites cellules contrarotatives. Ces résultats expérimentaux contredisent les simulations de (Naot & Rodi, 1982), où ils suggèrent que lorsque le rapport B/h augmente, la cellule de surface gagne en intensité et dimension, et freine ainsi l'accroissement de la cellule du fond.

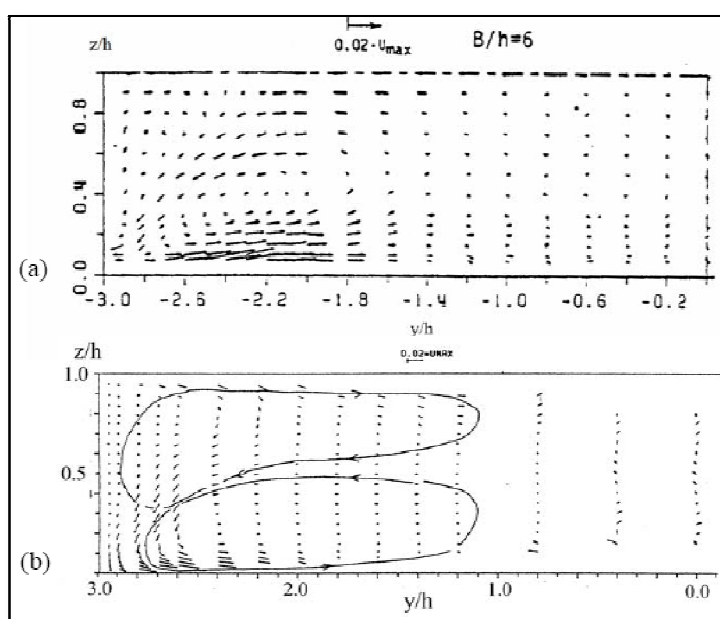


Figure 1.6 : Ecoulements secondaires dans un canal rectangulaire de rapport $B/h=6$: (a) Cas en charge (Nakagawa & *al.* 1985), (b) Cas à surface libre (Nezu & Rodi, 1985)

Les écoulements secondaires, malgré leurs faibles intensités, n'excédant pas 3 % de la vitesse longitudinale moyenne, affectent notablement le champ moyen de vitesse, la distribution transversale du frottement pariétal et l'évolution des contraintes turbulentes. Sur la figure 1.7, sont présentées les courbes ($U/U_{max} = \text{constante}$) correspondant aux circulations des écoulements secondaires exposées sur la figure (1.5).

Dans le cas du coin carré en charge, ces contours enflent vers le coin, le long de la bissectrice, et légèrement vers le centre, le long des axes de symétrie. Naturellement, le maximum de vitesse est situé au centre du canal ($z/a=1$ et $y/a=0$). Ces déformations, en accord avec l'orientation des écoulements secondaires (figure 1.5-a), sont dues au transport advectif de quantité de mouvement par les mouvements secondaires.

Dans le cas à surface libre (figures 1.5-b), la cellule de surface est beaucoup plus intense que celle du fond et elle transporte le fluide de faible quantité de mouvement de la paroi latérale vers le centre du canal, dans la zone de surface ($z/h=1$), et celui de forte quantité de mouvement, de la surface vers le fond du canal ($2y/B=0$). Comme conséquence, le maximum de vitesse est enfoncé au-dessous de la surface libre. Cet aspect, spécifique des écoulements à surface libre est surtout observé dans les canaux lisses de faible rapport de forme B/h . (Zaouali. S, 2008).

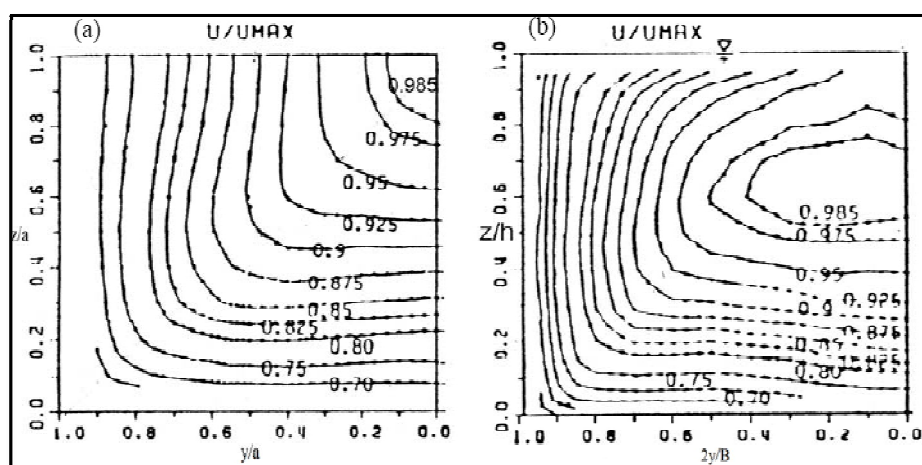


Figure 1.7 : Contours des isovitesses longitudinales ($U/U_{max}=\text{constante}$) : (a) Coin carré en charge (Nezu & Nakagawa, 1984), (b) Canal à surface libre $B/h=2$ (Nezu & Rodi, 1985)

Les profils transversaux du frottement à la paroi du fond, tracés sur la figure 1.8, dégagent un aspect fondamental de comportement de paroi, dans des canaux à surface libre et en charge. Cet aspect concerne l'interaction mutuelle entre l'organisation des écoulements secondaires et la distribution transversale du frottement. (Zaouali.S, 2008)

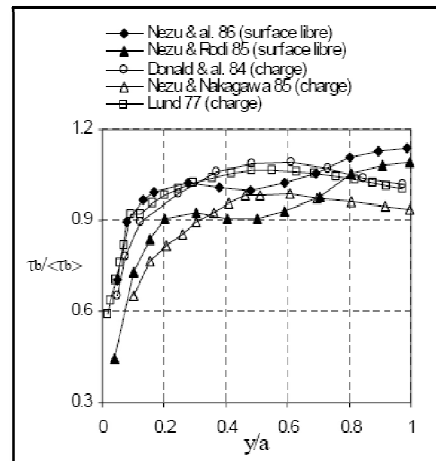


Figure 1.8 : Distribution transversale du frottement à la paroi du fond dans un coin carré en charge ou à surface libre d'un canal de rapport $B/h=2$

En effet sur cette figure nous remarquons bien qu'en présence de surface libre, l'écoulement secondaire descendant dans l'axe du canal (figure 1.5-b) est à l'origine de l'augmentation du frottement. D'autre part, l'enfoncement du profil de frottement à $y/a=0.5$, dans le cas à surface libre, est lié aux écoulements ascendants de la cellule de coin, confinée dans cette zone. Cet enfoncement est signalé dans l'axe du canal en charge, où la cellule monte le long de l'axe. Cet aspect caractéristique des écoulements de paroi a été mis en évidence par (Perkins, 1970) et conforté expérimentalement par (Nezu & Nakagawa, 1984) et (Nezu & Rodi, 1985).

1.6 Modélisation de la turbulence en hydrodynamique

1.6.1 Contexte historique

En 1883, Reynolds rapportait ses résultats expérimentaux sur des écoulements visqueux en conduites et distinguait alors les écoulements laminaires des écoulements turbulents avec leurs caractéristiques propres.

Les premières recherches expérimentales portant sur les écoulements turbulents ont été entreprises par le groupe de Gottingen de Ludwig Prandtl. Ceux-ci ont développé le concept de couche limite et proposaient le concept de longueur de mélange, dérivé de la théorie cinétique des gaz, comme démarche de fermeture du système d'équations de Navier-Stokes dès 1925.

Au cours de la même période, le groupe de Cambridge de G.I. Taylor développait, de leur côté, une base théorique pour une description statistique de la turbulence, présentant des résultats concrets dans le contexte d'une turbulence isotrope (Nezu, 2005).

Les premiers modèles turbulents ont ainsi été formulés afin de relier les termes de transport turbulent aux grandeurs qui caractérisent les quantités moyennes de l'écoulement. Ces modèles se sont montrés adéquats pour résoudre des problématiques d'écoulements simples où les équations différentielles partielles de conservation de masse et de quantité de mouvement ont été réduites à des équations différentielles ordinaires. Ces équations différentielles partielles ne pouvaient être résolues autrement. Ces premiers modèles manquaient d'universalité et requéraient des constantes empiriques adaptées aux différents problèmes d'écoulement à l'étude.

À partir de 1940, des modèles plus complexes ont vu le jour, où le lien algébrique entre les termes de transport turbulent et les quantités moyennes de l'écoulement était mis en évidence à partir des équations différentielles de transport des quantités turbulentes, tel: l'énergie cinétique du mouvement turbulent. Il fallu plus de 20 années pour que ces modèles puissent être appliqués à des problèmes concrets et soient testés.

C'est à partir des années 1960 que l'avancement des ordinateurs et des techniques numériques ont permis la résolution de système d'équations différentielles partielles pour l'écoulement moyen et les quantités turbulentes.

Ainsi, le développement et les essais sur les modèles turbulents ont eu lieu au cours des 30 dernières années. Le développement de plusieurs modèles s'est accéléré depuis, en s'attaquant à des problématiques d'écoulements turbulents toujours plus complexes.

1.6.2 Classification des modèles turbulents

Les modèles de turbulence en hydrodynamique ont généralement été développés à partir de méthodes empiriques ou semi-empiriques à partir des principes théoriques (Murphy, 1988). On vise essentiellement à corrélérer des données expérimentales pour ensuite procéder à une interpolation directe. Ces démarches ont permis de développer des modèles valables, mais souvent limités dans leurs applications pratiques.

Les modèles les plus communs se distinguent globalement soit par un développement pour la viscosité turbulente ou encore, à partir des équations de transport des termes fluctuants. Ces modèles se fondent sur une considération que localement « l'état » de la turbulence peut être caractérisé par une grandeur « échelle » donnée et que les contraintes individuelles de Reynolds peuvent être associées à celle-ci. Cette relation laisse supposer que le transport des vitesses fluctuantes (turbulentes), individuellement, n'est pas bien représenté, bien que le transport de la « grandeur » caractéristique elle le soit. Les modèles turbulents sont généralement classifiés à partir du nombre d'équations de transport utilisé dans la détermination des contraintes turbulentes. (Chang.P, 2008)

1.6.2.1 Simulation directe

La plupart des chercheurs reconnaissent que les équations de Navier-Stokes sont capables de représenter en principe un écoulement turbulent. Dans cette mesure, la solution du système d'équations devrait permettre de caractériser ce type d'écoulement à partir d'une simulation directe (Rogallo, 1981).

Avec une telle approche rappelons que l'écoulement turbulent est de par sa nature non permanent, tridimensionnel avec une grande variété du spectre d'échelle caractéristique. Selon ce type de modèle, afin de simuler l'écoulement correctement, la résolution du maillage devrait être imposée selon la plus petite dimension caractéristique.

Dans un écoulement turbulent, on retrouve les plus petits tourbillons à une échelle de l'ordre de $0.001L$, où L est la longueur caractéristique de l'écoulement. En trois dimensions, un maillage minimal de l'ordre de 10^9 noeuds doit être envisagé. De plus, la solution recherchée doit être considérée selon une échelle temporelle appropriée, encore une fois associée aux caractéristiques des plus petits tourbillons.

Ce type d'approche, même dans le cas de géométrie simple devient rapidement prohibitif malgré nos progrès en schéma numérique et en temps de calcul (Gartling et Reddy, 2001).

1.6.3 Mesure de la turbulence en laboratoire

La recherche expérimentale sur des écoulements turbulents à surface libre a commencé au cours des années 1970 dans les laboratoires d'hydraulique à l'aide d'anémomètre à fils (hot wire anemometre, HW A). Ces études ont permis le développement de modèles turbulents tels: ASM (algebraic stress model), RSM (Reynolds stress models) et le modèle $k-\epsilon$, déjà introduits.

Par la suite, l'étude d'écoulements à l'aide de vélocimétrie laser, beaucoup plus accessible, mais toujours coûteux, a été entreprise, d'abord pour des écoulements 2D uniforme et plus récemment pour des écoulements non permanents 3D.

Dans le cas d'écoulements turbulents, l'analyse des profils de vitesses moyennes et des contraintes est d'un intérêt tout particulier étant à la source du problème de fermeture du système d'équations de Navier-Stokes. La validation de modèles numériques turbulents apparaît difficile d'un point de vue physique. Cette réalité pratique est évidemment reliée aux coûts élevés et aux moyens physiques limités disponibles dans l'acquisition de données d'une qualité et en quantités suffisantes pour valider un modèle tridimensionnel turbulent.

Pour les cours d'eau, les données en nature des fluctuations de vitesses et de pression sont rares. Lorsque disponibles, celles-ci sont limitées à de courtes périodes de temps et à des zones très particulières (Liu et al, 2002). Les difficultés rencontrées dans la mesure de la turbulence sont causées par le fait qu'un écoulement turbulent est avant tout un écoulement aléatoire, fluctuant en trois dimensions.

Les fréquences élevées des fluctuations de vitesses qui nous intéressent font qu'un appareil de mesure qui satisfait dans tout ces aspects les exigences de base quant à l'enregistrement des variables à mesurer doit être en mesure d'éviter toute distorsion.

Il faut de plus distinguer dans la mesure, l'écoulement moyen de la turbulence en elle-même. Nous avons distinguée deux types d'instruments de mesure:

- les traceurs ou autres indicateurs qui, une fois introduits dans l'écoulement, permet de visualiser le phénomène à partir d'une image; et
- les appareils de détection situés à l'extérieur de l'écoulement.

Avec ce type d'instruments, nous sommes immédiatement confrontés à la difficulté de mesurer des changements rapides dans l'espace et le temps, à un point tel qu'un enregistrement pratiquement instantané est requis. La dynamique de l'écoulement en trois dimensions ajoute à la complexité de toute interprétation des résultats.

L'anémomètre par imagerie de particules (particle image velocimetry, PIV) est sans doute une des techniques les plus actuelles pour mesurer l'ensemble des caractéristiques des vecteurs de vitesses instantanées sur la section d'un écoulement. Avec l'utilisation d'une approche stéréoscopique de trois caméras et de particules en suspension dans le milieu, les trois composantes des vitesses instantanées (fluctuantes) de l'écoulement peuvent être déterminées. La méthode se révèle non intrusive et peut déterminer des vitesses à une échelle de l'ordre du micron dans le temps et l'espace. Les résultats attendus sont ainsi apparentés à des essais de simulation de grands tourbillons (LES).

1.7 Propriétés des écoulements turbulents

1.7.1 Caractéristiques de la turbulence

Hinze (1975) propose la définition suivante de la turbulence: « le mouvement turbulent d'un fluide représente une condition irrégulière de l'écoulement, dans lequel les diverses grandeurs présentent des variations aléatoires dans l'espace et dans le temps, de telle sorte que des valeurs moyennes statistiquement distinctes puissent être évaluées ». On distingue deux types de turbulence selon la manière dont celle-ci est créée (Graf, 2000):

- une turbulence de paroi, générée par les forces de frottement à la paroi (écoulement dans une conduite ou autour d'un corps solide); et
- une turbulence libre, générée par les gradients de vitesse propre à l'écoulement; des couches de vitesses différentes se superposant (écoulement d'un jet ou encore le sillage à l'arrière d'un obstacle).

Considérant un écoulement turbulent selon les composantes moyennes et fluctuantes des vitesses, on distingue un lien mécanique et énergétique du mouvement d'agitation vers le mouvement moyen et une interaction à l'origine de la génération de contraintes.

1.7.2 Turbulence homogène et isotrope

Pour un écoulement anisotrope, à Reynolds élevé, il est plus utile de parler de turbulence homogène et de « cisaillement turbulent ». Par l'action du cisaillement moyen présent dans l'écoulement, on assiste à une « production » continue de turbulence. En équilibre avec les termes dissipatifs, la permanence de la turbulence est possible dans la mesure où nous considérons que les changements dans le temps des relations statistiques sont faibles si on les compare à l'échelle de temps des fluctuations.

En considérant le phénomène à petite échelle, le taux de dissipation des propriétés moyennes de l'écoulement se fait généralement très lentement par rapport à l'échelle de temps si on le compare à l'action des « petits » tourbillons. Ainsi, une moyenne dans le temps des différents paramètres est encore valable sans recourir à une moyenne de l'ensemble. Dans ce cadre uniquement, nous avons à admettre les concepts et théories qui considèrent comme stationnaire le processus des fluctuations aléatoires.

L'homogénéité spatiale des caractéristiques moyennes de la turbulence est dans ce cas invoquée. Nous avons parlé alors d'une turbulence localement isotrope dans la mesure où une échelle intermédiaire entre les grands et petits tourbillons existe et le processus de transfert d'énergie est gouverné par le taux de dissipation de l'énergie turbulente et non plus par la vitesse moyenne de l'écoulement; l'intensité de la turbulence est alors la même dans toutes les directions.

1.8 Loi de frottement

Pour le cas d'un écoulement turbulent établi à travers un canal à section rectangulaire, il n'y a pas de solution analytique établie et on a recours à des corrélations empiriques.

A l'aide de résultats expérimentaux, Blasius a montré que le coefficient de frottement en écoulement établi est correctement représenté en fonction du nombre de Reynolds par la relation :

$$C_f = \frac{0.079}{Re^{0.25}} \dots \dots \dots (1.3)$$

1.9 Équation de Chézy

La contrainte de frottement est estimée pour un écoulement turbulent par:

$$\tau_w = \omega R_h l \dots \dots \dots (1.4)$$

$$\tau_w = \lambda \rho \frac{V^2}{8} \dots \dots \dots (1.5)$$

λ : est un coefficient de frottement qui dépend de la rugosité du canal et du nombre de Reynolds de l'écoulement λ (n. Re).

$$V = C \sqrt{R_h l} \dots \dots \dots (1.6)$$

C : est le coefficient de Chézy égal

$$C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}} \dots \dots \dots (1.7)$$

1.10 Formule de Manning

A partir des données expérimentales, Manning a développé une expression pour le coefficient de Chézy où le coefficient de frottement intervient sans dimension:

$$C = \frac{\alpha R_h^{1/6}}{n} \dots \dots \dots (1.8)$$

Où: n est le coefficient de frottement de Manning et α est un coefficient d'unité qui vaut 1 en système international et 1,486 en système anglo-saxon.

En remplaçant le coefficient C dans la formule de Chézy, on obtient la formule de Manning, (Benabid A, 2009) :

$$V = \frac{\alpha}{n} R_h^{2/3} |^{1/2} \dots \dots \dots (1.9)$$

En introduisant le débit : $Q = V.S$, on à :

$$Q = \frac{\alpha}{n} S R_h^{2/3} |I|^{1/2} \dots\dots\dots(1.10)$$

1.11 Formule de Manning-Strickler

$$V = K_S R_h^{2/3} \sqrt{I} \dots\dots\dots(1.11)$$

$$Q = K_S S R_h^{2/3} \sqrt{I} \dots\dots\dots(1.12)$$

$$K_S = \frac{1}{n} \dots\dots\dots(1.13)$$

1.12 Classification des schémas numériques

1.12.1 La discrétisation spatiale

Les différences finies, les volumes finis et les éléments finis (Hirsch, 1990), sont les différentes classes de méthodes numériques de résolution du système de Saint venant. Ces méthodes permettent de calculer les hauteurs d'eau, les vitesses et les débits dans les tronçons de façon approchée.

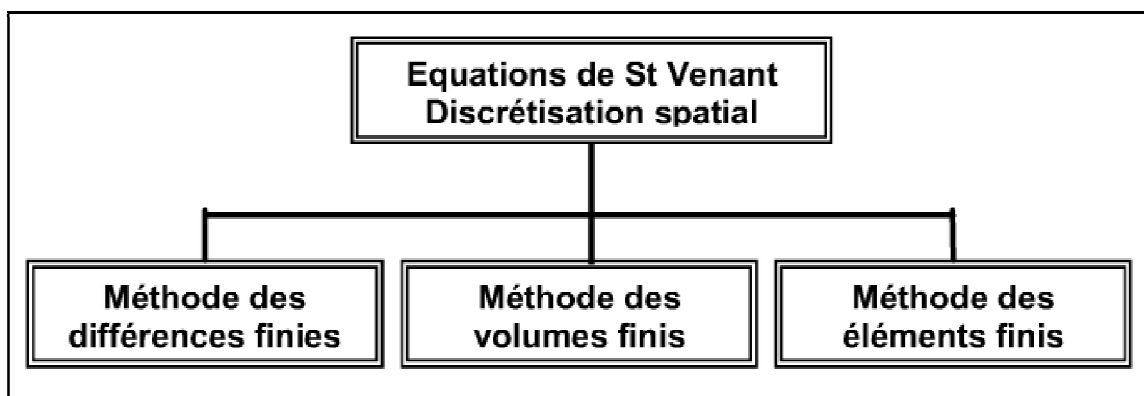


Figure 1.9 : Classification des schémas numériques

A / La méthode des différences finies

La méthode aux différences finies classiques est une méthode bien connue dans le cadre de l'hydraulique numérique. Cette méthode consiste à déterminer les valeurs de la fonction recherchée notée f en quelques points particuliers.

Dans le cas de la résolution des équations de Saint Venant, on commence par quadriller le plan (x, t) afin d'obtenir des mailles de taille $(\Delta x, \Delta t)$ où Δx est le pas d'espace et Δt le pas de temps. Les méthodes aux différences finies sont toutes basées sur les développements de Taylor des fonctions continues et dérivables. Lorsque les pas de temps et d'espace sont petits, les développements limités sont proches des valeurs exactes.

Selon l'utilisation des développements limités, on obtient des expressions différentes des dérivées qui engendrent 3 types de schémas (centré, progressif ou régressif), (Haioun A, 2008).

B / La méthode des éléments finis

La base de la méthode des éléments finis est de diviser le domaine en éléments par exemple triangulaires ou quadrilatéraux dans le cas 2D et en des segments dans le cas 1D, et de chercher la solution numérique approchée dans un espace fonctionnel choisi a priori. La solution est donc écrite à l'aide d'une base de fonctions connues sous le nom des fonctions d'interpolations.

Il faut noter qu'avec cette méthode on peut choisir autant de nœuds qu'on veut par élément, ce qui donne une meilleure précision de la solution. Le choix des fonctions d'interpolations est essentiel pour définir cette méthode.

C / La méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis est la méthode qui a donné de bons résultats dans le domaine numérique. Cette méthode est basée sur la discrétisation intégrale des équations et nécessite la subdivision du domaine en un nombre de volumes finis. L'intégrale est applicable localement sur chaque volume et conserve la même valeur dans chaque cellule de calcul, (Haioun A, 2008).

1.13 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons donné quelques notions sur les caractéristiques et la classification des écoulements à surface libre dans un canal rectangulaire ainsi la modélisation numérique de la turbulence en hydrodynamique et son influence sur la validation des résultats obtenues par des chercheurs.

Chapitre 2

REVUE DE LITTERATURE

2.1 Introduction

Plusieurs chercheurs ont travaillé sur la modélisation hydrodynamique dans l'étude des écoulements à surface libre dans un canal rectangulaire. Ils ont utilisé plusieurs codes de calcul comme Fluent, CFX, ANSYS, etc.....

Nous abordons les différentes approches de modélisation hydrodynamique utilisées à ce jour, puis nous soulignerons les diverses approches de modélisation de la turbulence, ainsi que leurs différentes caractéristiques.

2.2 Ecoulement à surface libre et modélisation hydrodynamique

Les caractéristiques des phénomènes hydrodynamiques dans un cours d'eau sont rattachées à l'étude d'un milieu physique continu. L'équilibre de ce milieu repose sur les principes généraux de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Nous trouvons dans *Mechanics of Fluids* par Irving H. Shames (2003) (Deissler, 1976) une description détaillée de la formulation du système d'équations généralisées de Navier Stokes assurant le respect de l'équilibre du milieu. Dans l'ensemble, les équations d'équilibre sont valides pour un fluide newtonien quelconque. Ces relations présentent un système d'équations aux dérivées partielles, non linéaire, couplé, formulé à partir des variables primaires de l'écoulement, soit: les vitesses, la pression et la température.

Considérant un écoulement isotherme, visqueux, et turbulent pour un fluide incompressible, le système d'équations est ramené aux équations de Navier Stokes, aux contraintes de Reynolds moyennées, mieux connues sous le nom de *Reynolds Averaged Navier-Stokes* équations (RANS) Où l'on considère des vitesses et une pression, moyennes et fluctuantes, associées à l'agitation turbulente. Les conditions d'équilibre tiennent compte à la fois des forces de volume, de la force nette de la pression et des contraintes causées par la viscosité du fluide et la turbulence de l'écoulement. Ainsi formulées, les équations de Navier-Stokes (RANS) n'ont pas de solution directe en ce que des termes, les contraintes de Reynolds, associés à l'action turbulente apparaissent directement dans les équations.

La difficulté réside donc dans la formulation de ces contraintes qui se veulent être une propriété de l'écoulement, alors que l'action des contraintes visqueuses, elle, est associée aux propriétés physiques du fluide. Le nombre d'inconnues est alors supérieur au nombre d'équations et l'on assiste au problème de fermeture (Lesieur, 1987) bien établi en hydraulique fluviale. La résolution de ce système d'équations de manière analytique n'est possible que dans des cas très particuliers.

2.2.1 Intégration verticale ou transversale

La modélisation des phénomènes hydrodynamiques peut généralement être envisagée correctement à partir de modèles où une ou deux dimensions spatiales sont privilégiées, plutôt que l'ensemble des trois dimensions. Une telle approche est possible considérant que les processus d'intérêt, pour les modèles, diffèrent dans les échelles de temps selon les dimensions longitudinale, verticale ou transversale (De Vriend et al. 1993). Les équations de Navier-Stokes 2D, intégrées verticalement ou transversalement, sont à la base de plusieurs modèles d'écoulements, de faible profondeur ou largeur le cas échéant, couramment utilisés en hydraulique fluviale (Molls et Chauldry, 1995). On peut réduire le problème, par exemple, à une étude bidimensionnelle en procédant à une intégration verticale des équations de Navier-Stokes (RANS), à partir du fond jusqu'à la surface libre, tel qu'illustré à la figure 2.1.

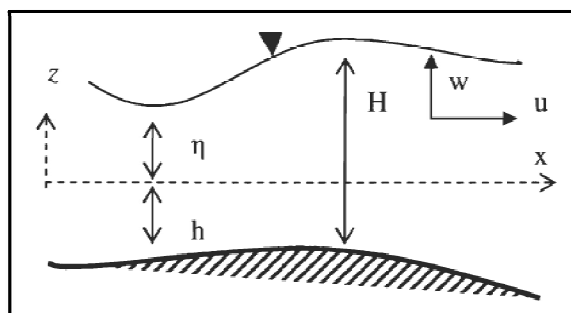


Figure 2.1 : Profil de l'écoulement - intégration verticale.

En tenant compte des conditions aux limites, nous avons, pour la surface libre, la condition cinématique de surface, et pour le fond, une limite fixe. Dans l'ensemble, les modèles issus de ce système d'équations se veulent incapables de reproduire correctement certaines conditions d'écoulement observées dans la nature: dans un estuaire par exemple, entièrement ou partiellement stratifié où l'on remarque des variations importantes des propriétés de l'écoulement sur la profondeur, considérant des dimensions horizontales réduites. Il en serait de même dans le cas où l'écoulement serait rapidement varié avec une transition importante.

En procédant à partir de valeurs moyennes, des détails importants sur la structure verticale/transversale de l'écoulement sont perdus. Les hypothèses à la base de la mise en équations du phénomène sont ainsi mal adaptées à la dynamique d'écoulement bidimensionnelle ou tridimensionnelle particulière, observée dans certains milieux, (Chang.P, 2008).

2.3 Méthodes de résolution numérique

L'étude d'un phénomène physique présuppose d'abord la formulation mathématique du processus à l'étude et l'analyse numérique du modèle. Le développement d'un modèle est donc initié à partir de certaines hypothèses avancées selon nos connaissances du phénomène physique considéré. La dérivation des équations de base une fois établie, il peut être particulièrement difficile d'envisager une solution exacte à partir de méthodes d'analyse mathématique. En effet, un trait commun à toute investigation quantitative d'un problème pratique en génie est que la géométrie de la frontière des domaines d'intérêt est souvent très irrégulière, au point où la recherche d'une solution analytique adaptée devient impraticable.

Ajoutons également que l'évolution des conditions aux limites du point de vue temporel présente une difficulté supplémentaire importante. Nous avons donc recours à des méthodes alternatives où une solution numérique approximée, mais valable est recherchée.

La résolution du problème physique se présente donc, pour le modèle, sous la forme d'un système d'équations aux dérivées partielles. Les méthodes les plus couramment utilisées pour la résolution approchée de ces équations sont basées sur une formulation différentielle du problème physique et nécessitent une discrétisation sous une forme ou une autre du domaine et/ou de la frontière et du temps. Nous pouvons distinguer plusieurs approches de résolution, mais au sens large, les méthodes variationnelles classiques (Rayleigh-Ritz) et les méthodes par résidus pondérés (Galerkin, moindre carré, collocation) sont sans doute les plus communes aujourd'hui dans l'étude de système d'équations différentielles complexes. Le système d'équations est représenté sous la forme équivalente d'une intégrale pondérée et une solution approximative est développée à partir d'une combinaison d'une fonction d'interpolation et de coefficients quelconques à déterminer.

2.4 Les modèles de turbulence

Les fluctuations de petites échelles dans le temps, conduisent à l'adoption de méthodes particulières pour la résolution numérique des problèmes en mécanique des fluides. La méthode RANS ou la moyenne de Reynolds des équations de Navier Stokes, ou les différentes variables d'état instantanées peuvent être décomposées en une composante moyenne et une composante fluctuante. Les équations moyennées résultantes comportent de nouveaux termes qui traduisent la production des fluctuations des vitesses et constituent le transfert d'un mouvement convectif du aux fluctuations de la vitesse, (Hamami .A, 2005).

Ces nouveaux termes sont appelés les contraintes de Reynolds, $(-\overline{\rho u' u' j})$ Celles-ci posent un problème de fermeture des équations gouvernantes, dont la solution actuelle passe par des "modèles de turbulence" souvent semi empiriques.

2.4.1 Hypothèse de Boussinesq

Après qu'il fût établi expérimentalement que les contraintes turbulentes augmentaient avec l'augmentation du taux de déformation moyen des éléments du fluide, Boussinesq proposa une relation entre les contraintes de Reynolds et les taux de déformation, qui a été étendue par la suite :

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \dots \dots (2.1)$$

K étant l'énergie cinétique associée à la turbulence.

$\delta_{ij}=1$ Si $i = j$ et $\delta_{ij}= 0$ si $i \neq j$ (Delta de Kronecker).

μ_t est la viscosité dynamique turbulente.

Notons que dans l'hypothèse de Boussinesq, il est supposé que μ_t est un scalaire isotrope, ce qui n'est pas tout à fait vrai. Les modèles de turbulence conduisent à l'adoption d'équations de transport des quantités de la turbulence, (K , ϵ , ω et $\tilde{\nu}$), pour résoudre la viscosité turbulente. De ce point de vue, nous retrouvons trois catégories sous « Fluent » :

- Modèle de turbulence à une équation de transport : Le modèle Spalart Allmaras.
- Modèles de turbulence à deux équations: Le modèle K- ϵ Standard et ses variantes RNG et Realizable puis les modèles k- ω Standard et k- ω SST.
- Modèle de turbulence à 5 équations (7 équations en 3D): Le modèle RSM (Reynolds Stress model).

2.4.2 Modèle Spalart-Allmaras

Il résout, en plus des équations de Navier-Stokes moyennées, une équation de transport d'une quantité turbulente en vue de calculer μ_t . Ce scalaire est une viscosité cinématique turbulente modifiée ($\tilde{\nu}$) pour prendre en compte les effets de parois.

Dans ce modèle, la viscosité dynamique turbulente est calculée à partir de la relation suivante:

$$\mu_t = \rho \bar{v} f_v \dots\dots(2.2)$$

f_v est une fonction d'atténuation de (\bar{v}) (Damping function)

Ce modèle a été conçu initialement pour des applications aérospatiales impliquant des écoulements limités par des parois. Il a été montré que ce modèle donnait de médiocres résultats pour les couches limites sujettes à des gradients de pression adverses. Cependant, il est en train de gagner en popularité pour les applications dans les turbomachines.

2.4.3 Le modèle (k,ε)

Ce modèle de transport des contraintes de Reynolds a été implémenté dans le code de calcul FLUENT. Les contraintes qu'il impose ce code dans la prise en compte des rugosités.

2.4.3.1 Modèle k-ε standard

Ce modèle met l'accent sur les mécanismes affectant l'énergie cinétique turbulente en se basant sur la modélisation de deux équations de transport. La première est celle de l'énergie cinétique turbulente (k) et le deuxième est son taux de dissipation visqueuse (ε). Ainsi, la viscosité dynamique turbulente y est calculée par :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \dots\dots(2.3)$$

$$C_\mu = 0.09$$

La robustesse du modèle, ainsi que son économie en temps de résolution et une précision raisonnable pour une large gamme d'écoulements turbulents expliquent sa popularité pour les écoulements industriels et les simulations de transfert de chaleur.

Néanmoins, ce modèle présente quelques faiblesses en présence de couches limites courbées, les écoulements tournants et tourbillonnaires (Swirling), ainsi que les écoulements entièrement développés dans des conduites non circulaires.

2.4.3.2 Modèle k- ϵ RNG

Le modèle k- ϵ RNG a été dérivé en utilisant une technique statistique appelée « ReNormalization Group ». Il inclut les améliorations suivantes :

- Dispose d'un terme additionnel dans l'équation de ϵ , qui améliore la précision pour les écoulements avec des contraintes rapides (changements de directions soudains).
- Inclut l'effet du tourbillonnement sur la turbulence afin d'accroître la précision pour les écoulements tourbillonnaires.
- Utilise un dispositif pour prendre en compte les effets des bas nombres de Reynolds, contrairement au modèle standard qui est un modèle basé sur des nombres de Reynolds élevés. Avec ce modèle, la viscosité turbulente est calculée à l'aide de l'une des équations suivantes :
- Nombres de Reynolds faibles :

$$d \left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\epsilon} \mu} \right) = 1.72 \frac{\hat{\omega}}{\sqrt{\hat{\omega}^3 - 1 + C_u}} d\hat{\omega}$$

Avec $\hat{\omega} = \mu_{eff} / \mu$ et $\mu_{eff} = \mu + \mu_t \dots\dots (2.4)$

- nombres de Reynolds élevés:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \text{ avec } C_\mu = 0.085 \dots \dots \dots (2.5)$$

μ_{eff} est la viscosité effective.

2.4.3.3 Modèle k-ε Réalisable

Le dernier modèle de la famille K-ε diffère du modèle standard principalement par deux choses importantes:

- une nouvelle formulation pour la viscosité turbulente;
- une nouvelle équation pour le taux de dissipation ε.

Le terme Réalisable ou réalisable signifie que le modèle satisfait certaines contraintes mathématiques sur les contraintes de Reynolds, logiques avec la physique des écoulements turbulents. Ainsi, ce modèle prédit avec plus de précision le taux de propagation des jets. Il procure aussi des performances supérieures dans les écoulements impliquant la rotation, les couches limites sous de forts gradients de pression adverses, la séparation et les recirculations.

Ces deux derniers modèles de turbulence, (k-ε RNG et k-ε Realizable), donnent de meilleurs résultats comparés au modèle K-ε Standard. Alors que les écoulements impliquant une forte anisotropie des contraintes turbulentes restent le point faible de la famille k-ε toute entière.

2.4.4 Modèle k - ω standard

C'est un modèle empirique similaire au modèle K - ϵ , avec deux équations de transport, une équation adaptée de k et une équation du taux de dissipation spécifique ω qui s'apparente au rapport de ϵ par k. Après plusieurs années de perfectionnement, ce modèle offre à présent un avantage pour la prédiction des écoulements cisailés libres. Il prend aussi en compte les effets des faibles nombres de Reynolds, de la compressibilité, des jets de différentes configurations (plan, radial, ...etc.). Pour ces raisons, il convient particulièrement aux écoulements internes. La viscosité turbulente est calculée en combinant K et ω comme suit:

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \dots \dots (2.6)$$

α^* est un coefficient qui apporte une correction à la viscosité turbulente.

2.4.5 Modèle k- ω SST

Le modèle K- ω SST (Shear Stress Transport) ou transport des contraintes de cisaillement turbulentes, est dérivé du modèle k- ω Standard. Ce modèle combine la robustesse et la précision de la formulation du modèle k- ω dans la région proche de la paroi avec le modèle k- ϵ et toutes ses qualités citées plus haut pour les écoulements libres loin de la paroi. Ce modèle inclue les améliorations suivantes:

- Une fonction de combinaison est multipliée à la fois au modèle K- ω Standard et au modèle K - ϵ .Cette fonction commutera entre les valeurs “zéro” ou “un” suivant que l'on soit dans la région proche de la paroi, pour activer le modèle k- ω Standard ou dans la région loin de la paroi, pour activer le modèle K- ϵ .
- La définition de la viscosité turbulente est modifiée pour prendre en compte le transport des contraintes de cisaillement turbulentes, dont voici une forme simplifiée:

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max\left[\frac{1}{\alpha^*} f(\Omega, k, \omega, y)\right]} \dots \dots (2.7)$$

- $f(\Omega, k, \omega, y)$ est une fonction dépendant du taux de rotation (Ω), de K , de ω et de la distance normale à la paroi (y). Les améliorations apportées à ce modèle le rendent plus fiable pour une classe d'écoulements plus étendue, (écoulements à gradients de pression adverses surfaces portantes –aviation-, ondes de choc transsoniques ...etc.), par rapport aux modèles $K-\omega$ Standard et la famille des modèles $k-\epsilon$.

2.4.6 Le modèle RSM

C'est le modèle le plus élaboré que propose le code de calcul « Fluent ». En abandonnant l'hypothèse d'une viscosité turbulente isotrope, le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds (RSM: Reynolds Stress Model) ferme les équations RANS en résolvant ensemble les équations de transport des contraintes de Reynolds avec une équation pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (ϵ). Cette procédure introduit cinq équations de transport additionnelles pour les problèmes bidimensionnels (7 pour le cas 3D) et là aussi la viscosité turbulente est calculée comme pour le modèle $k-\epsilon$ Standard. Ce modèle prend en compte les effets des courbures des lignes de courant, les tourbillonnements, la rotation et les changements rapides du taux de déformation, mais d'une manière plus rigoureuse que tous les autres modèles.

Le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds est le meilleur choix pour la simulation des écoulements complexes quand les caractéristiques qui nous intéressent résultent de l'anisotropie dans les contraintes turbulentes, comme par exemple les écoulements dans les cyclones, les écoulements fortement tourbillonnaires dans les chambres à combustion, etc. Le revers de cette supériorité potentielle est le très grand surcoût en calcul. Les quelques limitations connues à ce jour pour ce modèle concernent les jets axisymétriques et les écoulements non confinés à recirculation.

Le modèle des contraintes de Reynolds (RSM) est un modèle de fermeture du second ordre. Dans certains cas (couches limites courbes, écoulements tourbillonnaires, écoulements en rotation), l'approximation basée sur l'hypothèse de Boussinesq pour représenter les tensions de Reynolds n'est plus applicable (Pierre-Louis Viollet et al, 1999).

Ce modèle introduit six nouvelles équations aux dérivées partielles, une pour le transport de chacune des six contraintes de Reynolds :

$$\overline{u_1'^2}, \overline{u_2'^2}, \overline{u_3'^2}, \overline{u_1' u_2'}, \overline{u_1' u_3'} \text{ et } \overline{u_2' u_3'}$$

Le terme de production est donné par:

$$P_{ij} = - \left(R_{im} \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_m} + R_{jm} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_m} \right)$$

Le terme de transport par diffusion est donné par :

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_m} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_m} \right)$$

Avec

$$\nu_t = \rho \frac{K}{\omega}, C_\mu = 0.09 \text{ et } \sigma_k = 1.0$$

2.5 Généralités sur les modèles multiphasiques

Les critères de choix d'un modèle multiphasique approprié dépendent du type d'écoulement, des forces mises en jeu. Ainsi, pour les écoulements à surface libre, sans transfert ni distribution, le modèle VOF est le plus adapté. Nous utiliserons ce dernier pour simuler les écoulements à surface libre. Le modèle VOF repose sur une méthode dite méthode de la fraction volumique. Elle permet de localiser l'interface entre deux domaines fluides différents.

Elle est applicable pour des fluides non miscibles (eau - air par exemple) En écoulements incompressibles, sans modèle d'énergie et sans prendre en compte les interactions entre domaines fluides, les méthodes VOF permettent une bonne résolution des problèmes hydrauliques à surface libre, en régime transitoire (time-dépendent formulation) ou permanent.

Les limites de ce modèle sont les suivantes :

- Le modèle de VOF ne peut pas être employé pour des écoulements non visqueux.
- Aucune cellule ne doit être vide (présence obligatoire d'une ou plusieurs phases combinées).
- Une seule phase seulement peut être compressible mais pas les deux.
- Les écoulements périodiques ne peuvent être simulés lorsqu'on active le modèle VOF (incompatibilité).
- Ce modèle ne prend en compte actuellement ni mélange ni réaction.
- Il est impossible d'utiliser actuellement le modèle de turbulence LES.

Fluent dispose de quatre schémas numériques pour localiser l'interface eau-air par exemple : Euler Explicit, implicit, geometric reconstruction, donor-acceptor. Le schéma « implicit » est adapté en régime permanent. En régime transitoire, l'utilisation des méthodes VOF implique la donnée du nombre de Courant.

C'est un nombre sans dimension qui compare le pas de temps de calcul Δt au temps caractéristique durant lequel un élément fluide transite à travers le volume de contrôle, (Boudiaf .H, 2009). Nous avons effectué une modélisation avec le logiciel Fluent. Nous avons utilisé la méthode VOF (Volume of fluid). Avec cette méthode le système n'est plus un ensemble de 'particules' d'eau mais un volume d'eau et un volume d'air superposés. La surface libre est donc l'interface de ces deux volumes, que l'on soumet à la pression atmosphérique. Dans chaque maille du domaine de calcul, il est calculé, à chaque itération, la fraction volumique respective d'air et d'eau. Cette méthode donne de très bons résultats pour la modélisation d'écoulement à surface libre. (Jonathan .W ,2006).

a) Les avantages et l'inconvénient de VOF

Les forces de cette technique résident à la fois dans sa robustesse et sa conservation. Son traitement implicite du temps la rend inconditionnellement stable, c'est à dire que la grandeur du pas de temps ne joue aucun rôle sur la stabilité de la méthode. La liberté sur le choix du pas de temps est donc uniquement limitée par la précision numérique que l'on veut atteindre, (Terzuoli.F, Galassi.M.C, Mazzini.D, and Auria.F.D, 2008).

Mais la méthode VOF provoque une importante diffusion numérique qui n'est pas souhaitable lorsque l'on souhaite capturer précisément les interfaces. Un bon moyen existe pour contrebalancer ce problème : l'adaptation dynamique du maillage. Elle apporte une très forte amélioration aux résultats, mais nécessite un traitement supplémentaire qui alourdi les calculs, (Razmi.A, Firoozabadi.B and Ahmadi.G, 2009)

2.6 Quelques études expérimentales

Nous citons quelques exemples d'écoulements dans des canaux de section rectangulaire qui mettent en évidence les effets de coin, du rapport de forme B/h , des contrastes de rugosité. Ces exemples sont tirés, pour la plupart, des travaux des chercheurs de l'université de Kyoto au Japon qui ont réalisé un travail expérimental considérable sur la structure des écoulements à surface libre et ont d'ailleurs fait l'objet de la monographie de Nezu et Nakagawa éditée en 1993 par l'AIRH.

2.6.1 Ecoulements secondaires dans des canaux étroits à parois lisses

Les résultats des expériences ont été obtenus, (Nezu et Rodi 1985), dans un écoulement en charge dans un canal de demi-hauteur h et de largeur B et dans un écoulement à surface libre dans un canal de même largeur et de tirant d'eau h . Le rapport de forme $B/h=2$ ce qui signifie que le quart de la section de l'écoulement en charge et la demi-section de l'écoulement à surface libre sont de forme carrée.

En écoulement en charge, les courants secondaires s'organisent en deux cellules contra rotatives approximativement de mêmes dimensions et symétriques par rapport à la bissectrice du coin. La cellule supérieure, au-dessus de la bissectrice, et la cellule inférieure, au-dessous, se dirigent vers le coin le long de la bissectrice, puis elles circulent parallèlement à la paroi latérale et à la paroi du fond et elles s'orientent suivant la surface libre et l'axe vertical du canal pour se rejoindront au niveau de la bissectrice du coin.

Par contre, en canal découvert, les courants secondaires s'organisent différemment. La cellule supérieure est fortement activée par l'anisotropie produite par la surface libre et elle occupe la majeure partie de la section : elle est souvent désignée comme cellule de surface.

L'effet, sur la distribution de la vitesse longitudinale U , est très marqué, avec l'enfoncement au-dessous de la surface du maximum de vitesse. La différence de la variation transversale du frottement pariétal dans les canaux fermés ou découverts est aussi remarquable.

2.6.2 Effets de la surface libre sur la turbulence

Les effets de la surface libre sur la turbulence ont une importance particulière dans la modélisation des écoulements à surface libre notamment lorsqu'il s'agit de la simulation des écoulements secondaires. 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

L'effet de la surface libre est similaire à celui d'une paroi solide : la surface libre amorti le mouvement fluctuant vertical en amplifiant les contraintes turbulentes longitudinale et transversale au profit de la contrainte verticale. Cet effet de la surface libre apparu dans la zone située à $Z/h > 0.6$ est accentué dans le voisinage de la surface libre soit $Z/h > 0.9$.

Notons que dans des écoulements proches du régime critique ($Fr > 0.7$), l'apparition des ondes de surface peut provoquer une amplification des fluctuations de vitesse et notamment des fluctuations verticales. L'effet de redistribution de la turbulence attribuée à la surface libre peut ainsi être atténué (Nezu et Nakagawa 1993).

2.6.3 Applications aux écoulements par modèle RSM

Quelques travaux ont été consacrés aux écoulements turbulents en canaux de section rectangulaire avec une variation de pente de 1% à 2%.

Pour simuler les écoulements turbulents dans des canaux à géométrie complexe, Launder et Li (1994) ont proposé une version du modèle RSM qui ne contient pas le terme de réflexion de paroi, f_{IJW} , et donc indépendante de la position par rapport à la paroi. Cependant, le terme de la distorsion rapide, f_{IJ2} , est modélisé à l'aide d'un modèle cubique et le terme f_{IJ1} est modélisé à l'aide du modèle standard. L'application de ce modèle à l'expérience de Hinze (1975), a donné des résultats satisfaisants de la distribution de la vitesse moyenne dans la section et de la vitesse de l'écoulement secondaire dans l'axe du canal.

Enfin, Naimi et Gessner (1997) ont comparé les résultats des simulations réalisées sur l'expérience de Hinze (1975) à l'aide de quatre modèles différents : modèle de Demuren et Rodi (1984) (k- ϵ anisotrope), modèle de Sugiyama *et al.* (1991) (k- ϵ anisotrope), modèle de Launder et Li (1994) (RSM) et leur modèle de type RSM (Naimi et Gessner 1995). Cette étude comparative portée sur l'aptitude des modèles à prédire les écoulements secondaires et leurs effets sur la distorsion des profils de la vitesse moyenne et des contraintes turbulentes, a montré que ce sont les modèles de type RSM qui donnent des résultats plus proches aux résultats expérimentaux et que la modélisation du terme de redistribution joue un rôle très important.

Ces travaux de modélisation, appliqués pour la plupart à l'expérience de Hinze (1975), montre bien que la modélisation des écoulements en présence une variation de pente nécessite encore des améliorations au niveau de la modélisation et également au niveau expérimental.

Notamment il faut que les modèles intègrent les effets de la pente sur la redistribution. Sur le plan expérimental, et en dépit de quelques travaux produisant des résultats sous formes de cartographie des champs de vitesse moyenne et des contraintes turbulentes, (Wang *et al.* 2003).

2.6.4 Autres travaux

Un mémoire a été présenté à l'université de Batna pour obtenir le diplôme de Magister en hydraulique sur l'étude d'un écoulement turbulent homogène et isotrope dans les canaux à surface libre (Boudiaf . H, 2009). La méthode des volumes finis a été utilisée pour résoudre les équations de transport non linéaire régissant les équations de quantité de mouvement, d'énergie cinétique, de dissipation. Le résultat numérique a été obtenu par deux modèles, le modèle multiphasique V.O.F (Volume Of Fluid) et le modèle $k-\varepsilon$ pour la turbulence, les résultats obtenus ont été comparés à ceux du l'expérimental, Boudiaf a utilisé le code de calcul FLUENT pour faire le calcul.

Un autre mémoire a été présenté à l'université de Batna pour obtenir le diplôme de Magister en hydraulique sur l'étude des écoulements permanents graduellement variés en canal prismatique (Benabid .A, 2009). Le problème de ces écoulements se complique d'avantage avec le grand nombre et la multiplication des paramètres physiques et hydrauliques. L'approche qui a été utilisée pour la résolution du système d'équation gouvernant ce problème des écoulements stationnaires unidimensionnels graduellement variés à surface libre nécessite la prise en ligne de compte du plus grand nombre possible de données en l'occurrence : Q et h , v et h . L'inclinaison de la pente, la longueur de la pente sont des données d'une grande importance étant donnée qu'elles engendrent un comportement non linéaire entraînant une complexité du problème de sa solution mathématique. L'étude consiste à produire un code de calcul afin de faciliter la résolution du problème considéré et éventuellement à optimiser au maximum les résultats.

Un mémoire a été présenté à l'université de Batna pour obtenir le diplôme de Magister en mécanique sur l'étude d'un écoulement laminaire dans un mini canal par la méthode des volumes finis (Hassinet.L, 2008).

L'étude décrit la simulation des écoulements dans les mini canaux a été dicté par le besoin de comprendre les mécanismes qui régissent ces écoulements et d'autres parts, la maîtrise de la méthode des volumes finis et la simulation par programmation.

L'approche la plus précise du phénomène de propagation des ondes de rupture dans un barrage repose sur la modélisation numériques des équations de Saint Venant ,ces équations décrivant les écoulements instationnaires dans les canaux à surface libre ,les méthodes de résolution des équations aux dérivés partielles de Saint Venant à savoir les équations de la conservation de la masse et de quantité de mouvement gouvernant le problème. Les méthodes utilisées sont les méthodes numériques des caractéristiques et des différences finis (Meraihi Fateh, 2009).

Un mémoire a été présenté à l'université de Batna pour obtenir le diplôme de Magister en mécanique sur la simulation de l'écoulement dans un mini canal (Hamami.A, 2005). L'étude décrit les résultats de simulations numériques effectuées avec le code de calcul Fluent , qui est basé sur la méthode des volumes finis ,de l'écoulement de l'eau à travers des mini canaux, les résultats sont comparés aux données expérimentales issues des manipulations effectués lors de stage de recherche accompli au laboratoire de mécanique théorique et appliqué a Nancy (France).

Dans cette étude (Buil. N, 1999) a choisi de mener une petite étude expérimentale afin de comparer ces résultats numériques à des mesures effectués dans un canal de laboratoire, la première série de mesure a consiste à mesurer des hauteurs d'eau dans un canal ne comportant aucune rugosité sur ces parois ,les deux seules paramètres qui sont varier sont le débit et la pente du fond, Nathalie a laisser le test de la hauteur du seuil à la deuxième série de mesures (parois rugueuses) qui a pour objectif de valider des surfaces libres non horizontales, grace à la troisième test de la section précédent que la hauteur de seuil pourrait avoir une influence sur la pente de la surface libre par rapport a l'horizontale.

Un mémoire a été présenté à l'école doctorale sciences pour l'ingénieur a Strasbourg pour obtenir le grade de docteur de l'université Louis Pasteur Strasbourg I sur l' expérimentations et modélisations tridimensionnelles de l'hydrodynamique et de la séparation particulaire dans les déversoirs d'orage (Gislain Lipeme Kouyi, 2004).

L'étude décrit les résultats des simulations numériques effectués a modélisé le comportement hydrodynamique et la séparation particulaire dans les déversoirs en utilisant un code de calcul 3D (fluent). Dans un premier temps, Gislain a modélisé en 2D et en 3D les écoulements dans un canal rectangulaire à surface libre et un venturi.

Dans un deuxième temps, Il a testé la capacité du code à prédire un écoulement au droit d'un seuil avec apparition d'un ressaut hydraulique à l'aval de celui-ci. La comparaison des résultats numériques avec des mesures expérimentales a permis d'en déduire le type de maillage, le nombre de cellules nécessaires et les conditions aux limites.

(Jonathan . W , 2006) a obtenu des résultats expérimentaux et numériques sur la modélisation 3D des écoulements turbulents à surface libre en canal rectangulaire dans le cadre du rapport de TFE en vue de l'obtention de diplôme d'ingénieur de l'ENGEES et de Master MI de Strasbourg.

L'étude porte sur la description d'un modèle RSM et la méthode des éléments finis de Galerkin pour écrire votre propre code sous Matlab. Il a comparé les résultats obtenus à des simulations sous Fluent. Il a mis ainsi en évidence les courants secondaires du champ moyen à travers une section transversale et leur sensibilité aux parois et à la surface libre.

2.7. Les problèmes de fermeture des équations de Navier-Stokes

En mécanique des fluides, on admet généralement que le fluide est un milieu continu et l'on peut utiliser les lois de conservation à savoir :

- La conservation de la masse.
- La conservation de la quantité de mouvement.

L'écoulement gravitaire à surface libre d'un fluide réel est bien décrit dans le cadre de la mécanique des milieux continus par les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement moyennées dans l'épaisseur avec l'hypothèse d'ondes longues. Ces équations ont été introduites pour la première fois en 1871 pour décrire les écoulements non-permanents des eaux en application aux crues des rivières et à l'introduction des marées dans leur lit. L'idée est de considérer que l'épaisseur de l'écoulement est faible par rapport aux longueurs mises en jeu (Thierry Faug ,2004).

Les forces mises en jeu et équilibrant les forces d'inertie sont : le poids de l'écoulement, la force de frottement au fond et les forces de gradient d'épaisseur. En effectuant des bilans de masse équation (2.8) et de quantité de mouvement équation (2.9), on aboutit au système d'équations:

$$\frac{\partial d}{\partial t} + \frac{\partial(d\bar{u})}{\partial x} = 0 \dots\dots(2.8)$$

$$\rho \left(\frac{\partial(d\bar{u}^2)}{\partial t} + \alpha \frac{\partial(d\bar{u}^2)}{\partial x} \right) = \rho g d \cos\theta \left(\tan\theta - \frac{\tau}{\rho g d \cos\theta} - K \frac{\partial d}{\partial x} \right) \dots\dots(2.9)$$

Où d et \bar{u} sont respectivement la hauteur et la vitesse moyenne de l'écoulement, x est la direction principale de l'écoulement, t est le temps, θ est la pente de l'écoulement, g la gravité, le coefficient α est défini comme le rapport entre la moyenne du carré de la vitesse et le carré de la vitesse moyenne ($\alpha = \overline{u^2}/\bar{u}^2$) et k est le coefficient reliant les composantes σ_{xx} et σ_{zz} du tenseur des contraintes.

La décomposition de Reynolds dans les équations de Navier-Stokes a permis de trouver un certain nombre d'équations pour les inconnues du problème. Cependant, précisément en raison des non-linéarités des équations du mouvement à chaque étape, on introduit des inconnues supplémentaires. Le nombre d'inconnues est toujours supérieur aux nombres d'équations disponibles. Il s'agit de problème de fermeture des équations.

2.7.1 Les modèles de turbulence

L'apparition de ces corrélations pose un problème de fermeture du système d'équations, le nombre d'inconnues devenant supérieur au nombre d'équations.

L'objectif de l'ensemble des modèles de turbulence consiste alors à estimer ce type de termes, en utilisant un nombre réduit de nouvelles inconnues et d'équations correspondantes.

Il existe un nombre relativement important de modèles de fermeture plus ou moins complexes.

2.8 Conclusion

Les travaux expérimentaux et de modélisation qui ont été consacrés à l'étude d'écoulements en présence d'une variation de la pente, la rugosité et la lame d'eau montrent bien le rôle que jouent ces paramètres sur la vitesse d'écoulements.

Pour les écoulements à surface libre, sans transfert ni distribution, le modèle VOF (volume of fluid) est le plus adapté. Nous utiliserons ce dernier pour simuler les écoulements à surface libre.

Dans notre présent travail, nous utilisons le code de calcul de mécanique des fluides « FLUENT 6.3 ». Ce logiciel est basé sur la méthode des volumes finis moyennant l'utilisation de conditions initiales et conditions aux limites.

Chapitre 3

MODELISATION NUMERIQUE

3.1 Introduction

La résolution des équations d'un écoulement se fait par l'utilisation d'une méthode numérique qui consiste à développer les moyens de la résolution de ces équations.

Nous présentons la méthode des volumes finis avec des volumes de contrôles quadrilatéraux et un maillage structuré, car elle est l'origine de la majorité des codes de calcul.

3.2 Rappel sur la méthode des volumes finis

Le domaine de calcul est divisé en un nombre fini de sous domaines élémentaires appelés volumes de contrôles chacun englobe un nœud dit nœud principal. La méthode des volumes finis consiste à intégrer les équations aux dérivées partielles décrites au chapitre précédent sur chaque volume de contrôle, (Gislain.L. K, 2004).

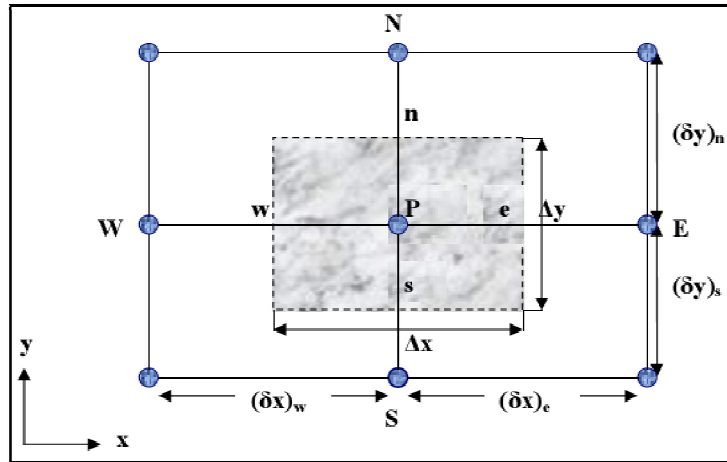


Figure 3.1 : Volume de contrôle bidimensionnel

Pour un nœud principal P les points E et W (E=Est, W= Ouest) sont des voisins dans la direction x, tandis que N et S (N=Nord, S=Sud) sont des voisins dans la direction y. Le volume de contrôle entourant P est montré par les lignes discontinues, les faces du volume de contrôle sont localisées aux points e et w dans la direction x, n et s dans la direction y, (Azil F, 2004).

3.2.1 Maillage

C'est la subdivision du domaine d'étude en grilles longitudinales et transversales dont l'intersection représente un nœud, ou on trouve les composantes u et v du vecteur vitesse qui se trouve au milieu des segments reliant deux nœuds adjacents. La discrétisation du domaine est obtenue par un maillage constitué d'un réseau de points. Les grandeurs scalaires pression, température, sont stockées dans le nœud P du maillage, tandis que grandeurs vectorielles u et v sont stockées aux milieux des segments reliant les nœuds.

L'équation générale du transport est intégrée sur le volume de contrôle associé aux variables scalaires est les équations de quantités de mouvement sont intégrée sur le volume de contrôle associé aux composants de vitesses. Le volume de contrôle de la composante longitudinale u est décalé suivant la direction x par rapport au volume de contrôle principale, celui de la composante transversale v est décalé suivant la direction de y.

Ce type de maillage est dit maillage décalé permet une bonne approximation des flux convectifs est une meilleur évaluation des gradients de pression ainsi une stabilisation numérique de la solution. La construction des volumes de contrôle et le maillage décalé sont montrés dans le schéma suivant :

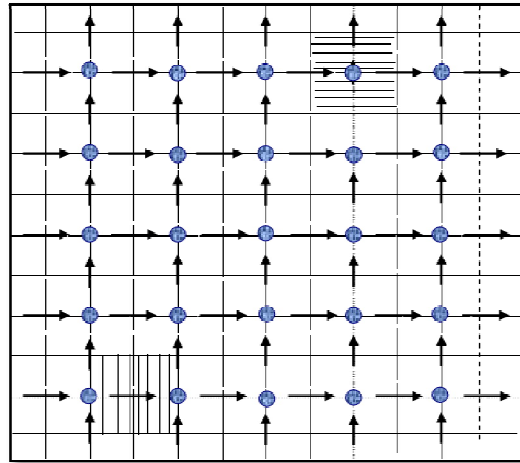


Figure 3.2 : Schéma du maillage

- Nœud de vitesse
- Nœud des variables scalaires
- ▢ (à l'intérieur) Volume de contrôle pour les variables scalaires
- ▢ (à l'extérieur) Volume de contrôle pour u
- ▢ (à l'extérieur) Volume de contrôle pour v

3.3 Méthode de résolution

Le code FLUENT utilise la méthode des volumes finis. Le volume de la géométrie est discrétisé en volumes élémentaires (hexaèdres, tétraèdres, prismes ou un mélange des trois) qu'on appelle aussi mailles. Le logiciel 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.

L'expression générale de ces équations est :

$$\overbrace{\frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\Phi U_j)}^A = \overbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}(\Gamma_\Phi \frac{\partial\Phi}{\partial x_j})}^B + \underbrace{\widetilde{S}_\Phi}^C \dots\dots\dots(3.1)$$

- A : Terme de convection ;
- B : Terme de diffusion ;
- C : Terme source.

Les expressions des termes de diffusivité et de source varient en fonction des types d'équations résolues. Le terme de gradient de pression, qui ne peut être classé ni comme un terme de convection ni comme un terme de diffusion est en général inclus dans le terme de source pour les trois équations de la dynamique. Ensuite, les équations précédentes sont réécrites dans le repère rapporté au maillage. Ces équations sont intégrées sur un volume de contrôle dV et leur forme intégrale devient alors :

$$\int_A n(\rho\Phi U)dA = \int_A n(\Gamma \text{grad}\Phi)dA + \int_V S_\Phi dV \dots\dots\dots(3.2)$$

Et pour régime non permanent

$$\int_{\Delta t} \frac{\partial}{\partial t} (\int_{CV}(\rho\Phi)dV) dt + \iint_{\Delta t} \int_A n(\rho\Phi U)dAdt = \iint_{\Delta t} \int_{CV} n(\Gamma_\Phi \text{grad}\Phi)dAdt + \iint_{\Delta t} \int_{CV} S_\Phi dVdt \dots\dots\dots(3.3)$$

Cette méthode des volumes finis est dérivée de celle des éléments finis. Elle présente l'avantage d'être facilement compréhensible par rapport à d'autres méthodes telles que celles des éléments finis ou la méthode spectrale. Elle a été, de plus, largement validée. Le résultat de la discrétisation des équations différentielles de transport est un ensemble d'équations algébriques. Si on divise le domaine de calcul en N mailles selon x et en M mailles selon y, on aura un système de N.M équations algébrique pour chaque variable ϕ .

Un problème subsiste du fait qu'il n'existe pas d'équation donnant directement le champ de pression il faut faire à une méthode itérative. On utilise l'algorithme SIMPLE « Semi- Implicit » développé par Patankar en 1980, pour résoudre le système d'équations discrétisées. Cet algorithme résume la résolution du problème posé dans les séquences suivantes :

- Estimer un champ de vitesse.
- Calculer les coefficients pour les équations du mouvement et déterminer les pseudos vitesse.
- Calculer les coefficients pour l'équation de pression et obtenir le champ de pression.
- Considérer le champ de pression P comme champ estimé P^* et résoudre les équations de mouvement pour obtenir les vitesses u^* et v^* .
- Calcul le terme b de l'équation de correction de pression et puis la résoudre pour obtenir les corrections de pression P' .
- Correction des valeurs des vitesses.

Cette succession d'opérations est reprise et se poursuit jusqu'à la convergence des différentes grandeurs calculées. Avec ϕ^* est la valeur ϕ à l'itération précédente, ϕ' est la correction de la fonction ϕ .

3.3.1 Le choix d'un solveur

Le solveur permet de définir numériquement les conditions opératoires (gravité, pression) dans les quelles est effectuée la simulation, ainsi que la spécification des conditions aux limites. Enfin, il permet de choisir le processus itératif, en proposant notamment plusieurs schémas numériques pour la discrétisation spatiale et temporelle, et pour le couplage de la vitesse et de la pression. Il offre également une interface permettant de contrôler à tout moment l'état d'avancement des calculs. Les choix sont:

- Coupled-Implicit, Coupled-Explicit, ou Segregated (Implicite)
- Les Coupled solvers sont recommandés si une forte inter-dépendance existe entre la densité, l'énergie, les moments, et/ou les espèces.
- Ecoulement compressible à haute vitesse ou les écoulements réactifs.
- En général, le solveur Coupled - Implicit est recommandé par rapport au solveur coupled-explicit.
- Temps nécessaire: Le solveur implicite est deux fois plus rapide (en gros).

- Mémoire nécessaire: Le solveur implicite nécessite deux fois plus de mémoire que les solveurs couplé-explicite ou segregated-implicite
- Le solveur Couplé – Explicite doit être utilisé uniquement pour les écoulements instationnaires quand le temps caractéristique du problème est du même ordre que les phénomènes acoustiques.
- Le solveur Segregated (implicite) est préférable dans tous les autres cas.
- Nécessite moins de mémoire que le solveur couplé-implicite
- L'approche Segregated offre de la flexibilité dans le traitement de la solution. (Deryl O. Snyder, C. Greg J, 2001)

3.3.2 Conditions initiales

Il faut fournir au modèle numérique les conditions initiales qui représentent l'état de l'écoulement lors du démarrage de la simulation. Il est nécessaire de donner des vitesses initiales de l'écoulement dans différents domaines fluides (au niveau des volumes d'eau et d'air), ainsi que les valeurs initiales pour la turbulence, la pression et la fraction volumique (position initiale de la surface libre). Si les variables possèdent des valeurs initiales constantes, il est possible de les livrer directement au logiciel. Dans le cas contraire, l'utilisateur peut créer un sous-programme (fonctions définies par l'utilisateur ou User Define Fonction) dans lequel il est possible d'établir des profils initiaux non uniformes pour chacune des variables de l'écoulement.

3.3.3 Conditions aux limites

- Afin de définir un problème avec une solution unique, nous devons fournir des informations sur les variables aux frontières du domaine.
- Spécifier les flux de masse, quantité de mouvement, énergie, etc. dans le domaine.
- Définir les conditions aux limites ce qui se traduit par :
 - Identifier la position des frontières (entrées, parois, symétrie)
 - Donner les informations sur ces frontières
- Les données dépendent du type des conditions aux limites et des modèles employés.
- Nous devons connaître l'information nécessaire aux frontières et positionner ces frontières ou l'information est connue ou peut être correctement approchée.

- Des mauvaises conditions aux limites ont un impact sur les résultats.

Une fois que nous avons représenté la géométrie du système étudié, nous devons fixer des conditions aux limites du système sur les valeurs de la pression P , de la vitesse U , de l'énergie cinétique turbulente k et du taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente ε . L'étude des conditions aux limites est déterminante dans une modélisation. Plusieurs types de conditions aux limites sont proposés dans le code de calcul FLUENT (conditions de symétrie, de pression, de flux nul, de vitesse imposée), (Fakheri. A, 2000).

Plusieurs hauteurs définissent la zone de traitement de la turbulence à la paroi, on distingue deux catégories les plus récentes pour la classification des écoulements turbulents lisse et rugueux.

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. La turbulence augmente très rapidement lorsque l'on s'éloigne des parois.

Certaines équations comme celles des modèles de turbulence *RNG* ne sont plus valables près des parois car l'écoulement turbulent n'est pas pleinement établi. Une modélisation différente des phénomènes est alors nécessaire dans ce cas. Deux approches différentes peuvent être utilisées sous Fluent

La première approche semi-empirique, utilise une fonction appelée loi de paroi « Wall Function ». Elle permet de relier le mur à la couche extérieure, pleinement turbulente. Ils existent trois options d'utilisation. La première « Standard Wall Function » est proposée par défaut par le code Fluent, la seconde « Non – Equilibrium Function » est particulièrement adaptée pour les écoulements complexes, soumis à de forts gradients de pression et la troisième « Enhanced Wall Treatment » qui tient le plus compte de l'effet de paroi.

La deuxième approche consiste à modifier le modèle de turbulence choisi pour le rendre compatible avec l'écoulement aux parois. Elle nécessite un raffinement du maillage au voisinage des parois, (Walide .J, 2006).

3.3.3.1. Introduction à la couche limite turbulente

Dans un premier temps nous définirons comme "rapidement" variables expliquons en deux mots comment un écoulement stationnaire est déstabilisé puis comme il devient turbulent...

Landau & Lifshitz (1989) : il convient de remarquer que "tout problème concernant l'écoulement de fluide visqueux dans des conditions stationnaires données doit posséder, ne serait ce qu'en principe, une solution stationnaire exacte des équations de l'hydrodynamique" (ce qui n'est pas encore prouvé mathématiquement en 3D). "Or certaines de ces solutions même si elles sont exactes, ne sont pas vérifiées dans la Nature". "Les écoulements" (sous entendu, laminaires) "qui existent dans la Nature doivent être stables: de petites perturbations qui y prennent naissance doivent s'atténuer au cours du temps."

3.3.3.2. Observations expérimentales

Ci dessous, on observe des images instantanées d'une couche limite turbulente (le profil est obtenu par émission de fumée, les images sont des négatifs): elles sont très chahutées. Mais si on les superpose toutes, on obtient un profil moyen.

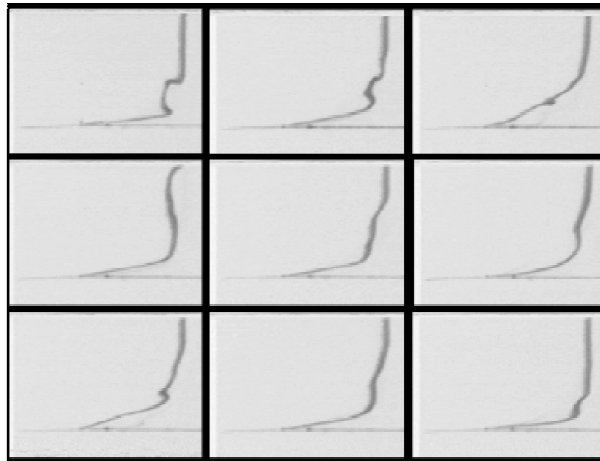


Figure 3.3 : Quelques profils instantanés de vitesse.

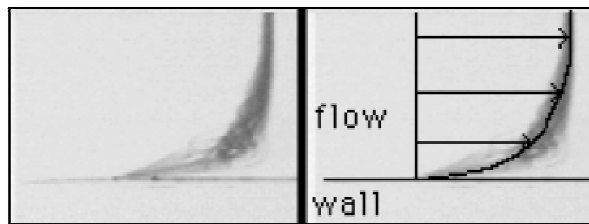


Figure 3.4 : Superposition: profil moyen.

3.3.3.3. Couche limite turbulente

3.3.3.3.1. Observations expérimentales

Par exemple, dans le cas d'une plaque plane, on mesure au fil chaud le profil de vitesse. A un nombre de Reynolds d'environ 10^5 , on est dans la région de "transition", on peut donc avoir ou le régime laminaire (Blasius, si on veille à ne pas perturber l'écoulement), ou le régime turbulent (si on a perturbé assez fortement la couche limite), la vitesse varie beaucoup en fonction du temps.

Une autre caractéristique importante est le frottement moyen à la paroi, il varie fortement lorsque l'on passe d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent. Le frottement diminue ensuite graduellement. Un écoulement turbulent frotte plus qu'un écoulement laminaire, (Piquet.J, 1983, ENSTA).

La rugosité est introduite sous forme de hauteur de grain où taille des aspérités, notée k_s . Elle est liée au coefficient de Strickler K_s , par la relation suivante :

$$K_s * k_s^{\frac{1}{6}} = 8.2 * \sqrt{g} \dots \dots \dots (3.4)$$

Avec : $K_s = \frac{1}{n}$

Cette relation est valable pour les écoulements stationnaires, en régime turbulent rugueux. La condition de rugosité est appliquée au niveau des parois ou des seuils. On a la possibilité d'approcher les contraintes au fond soit par un coefficient de type Manning - Strickler soit par un coefficient de type Chezy. Cette approche est correcte dans le cas d'un fond rugueux où l'application de la loi logarithmique de vitesse est inappropriée (Keller et Rodi 1988).

$$k_s^+ = \frac{U_\tau k_s}{\nu} \text{ avec } U_\tau = \sqrt{\tau_p / \rho} \dots \dots \dots (3.5)$$

Ou : U_τ vitesse de frottement à la paroi d'impact, τ_p frottement à la paroi.

D'après le critère donné par (French 1986), une valeur de $k_s^+ < 4$ définit un écoulement lisse, une valeur de k_s^+ comprise entre 4 et 70 (100 pour d'autres auteurs) définit un écoulement de transition entre un écoulement hydrauliquement lisse et rugueux et une valeur de $k_s^+ > 70$ ou 100 définit un écoulement rugueux.

Il recommande d'utiliser la formule de Colebrook pour estimer la valeur du coefficient de frottement en fonction du coefficient de perte de charge f (coefficient de Fanning), homologue du coefficient de Manning-Strickler. Cette formule s'écrit de la manière suivante :

$$\text{Pour : } k_s^+ < 4 \quad \frac{1}{\sqrt{f}} = -K_1 \log \frac{K_3}{Re\sqrt{f}} \dots \dots \dots (3.6a)$$

$$\text{Pour : } 4 < k_s^+ < 70 \quad \frac{1}{\sqrt{f}} = -K_1 \log \left(\frac{K_s}{K_2 R_h} + \frac{K_3}{Re\sqrt{f}} \right) \dots \dots \dots (3.6b)$$

$$\text{Pour : } k_s^+ > 70 \quad \frac{1}{\sqrt{f}} = -K_1 \log \frac{K_s}{K_2 R_h} \dots \dots \dots (3.6c)$$

Dans lesquelles:

$$f = 4C_f \dots \dots \dots (3.6d)$$

R_h : Rayon hydraulique (en hydraulique en charge, le nombre de Reynolds est défini à partir du diamètre hydraulique D_h et qu'on a : $D_h = 4R_h$,

Re : Nombre de Reynolds

K_s : Hauteur des rugosités à la paroi

f : Coefficient de Fanning (coefficient de perte de charge).

C_f : Coefficient de frottement.

Les valeurs de K_1 , K_2 et K_3 varient selon neuf auteurs :

$K_1 \in (2 ; 2.14)$, $K_2 \in (10 ; 14)$ et $K_3 \in (1.7 ; 3.4)$ ce dernier coefficient fluctuant avec le rapport largeur par hauteur d'eau.

Pour livrer au logiciel les quantités turbulentes à l'entrée du domaine, il est nécessaire de calculer l'intensité turbulente et le diamètre hydraulique. L'intensité turbulente est obtenue de façon empirique comme suit :

$$I = 0.16R_e^{-1/8} \dots\dots\dots(3.7)$$

$$R_e = \frac{U \cdot D_h}{\nu} \quad \text{est le nombre de Reynolds.}$$

Etant donné qu'au départ le débit étant nul (partie air) passant par l'admission de pression, on utilisant une des autres méthodes, k et ε doit indiquer de spécifications de turbulence. Toutes les autres méthodes exigent de nous indiquer l'intensité turbulente, qui est 0 dans ce cas-ci. Les valeurs pour k et ε sont calculées comme suit (Versteeg, Malasekera, 1995), (Michel Carlier, 2000):

$$k = \frac{3}{2} (U_{\text{ref}} \cdot I)^2 \dots\dots\dots(3.8)$$

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{l} \dots\dots\dots (3.9)$$

Où : l est une quantité physique liée à la taille des grands tourbillons qui contiennent l'énergie dans des écoulements turbulents.

$$l = 0.07L \dots\dots\dots(3.10)$$

Où : L est la longueur caractéristique, dans le cas d'un canal de section transversale non circulaire, on prend le diamètre hydraulique ($L=D_h$).

a) Effet de la surface libre sur le profil de vitesse

Les écoulements à surface libre possèdent des caractéristiques qui contraignent le champ de vitesse. Les travaux de Tominaga mettent en évidence expérimentalement les courants secondaires, présents dans des conduites partiellement remplies. Les courants transversaux induits représentent alors un frein pour la partie supérieure de l'écoulement. Ceci implique que la vitesse maximale de l'écoulement n'est pas rencontrée en surface mais en profondeur: cette disposition est appelée le dip-phenomenon (Bardiaux j.b, Vazquez .j, Mose.r, 2006).

3.3.3.4 Traitement de la turbulence aux parois

La zone de proche paroi peut être décomposée en trois parties selon l'influence de la viscosité moléculaire. Cette décomposition est relativement universelle pour tous les écoulements pariétaux (tout écoulement qui se déroule à proximité d'une paroi). On peut par ailleurs considérer que le frottement total défini par :

$$\tau_{\text{tot}} = \mu \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{\rho u v} \dots\dots\dots(3.11)$$

est constant dans toute la zone de proche paroi.

3.3.3.4.1 Structure de la couche limite turbulente sans gradient de pression

D'une manière générale, une couche limite turbulente sur plaque plane et sans gradient de pression peut se décomposer en deux régions.

La région externe est essentiellement contrôlée par la turbulence et les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables. Cette zone constitue le lien avec l'écoulement extérieur à la couche limite. La région interne subit simultanément l'influence de la paroi via la viscosité moléculaire et l'agitation turbulente. Trois zones sont généralement distinguées dans cette région.

A/ La sous-couche linéaire

Très près de la paroi, il existe une zone où les effets de la turbulence sont négligeables et les effets de viscosité moléculaire prépondérants. Les conditions d'adhérence à la paroi donnent $U(y=0) = 0 = U = V$, le frottement total s'écrit :

$$\tau_{\text{tot}}(y=0) = \tau_p \approx \mu \frac{\partial U}{\partial y}_{y=0} \dots \dots \dots (3.12)$$

Comme le frottement total est constant, on peut écrire la vitesse moyenne sous la forme :

$$U(y) = y \frac{\tau_p}{\mu} \dots \dots \dots (3.13)$$

Le profil est donc linéaire en fonction de la distance à la paroi. Par analyse dimensionnelle, on peut définir la vitesse de frottement à partir du frottement pariétal τ_p par :

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \dots \dots \dots (3.14)$$

Ce qui permet d'introduire une vitesse adimensionnelle :

$$U^+ = \frac{U}{U_\tau} \dots \dots \dots (3.15)$$

Et une distance adimensionnelle :

$$y^+ = \frac{y}{y^*} \dots \dots \dots (3.16)$$

$$y^* = \frac{v}{U_\tau} \dots \dots \dots (3.17)$$

La loi linéaire s'écrit simplement :

$$U^+ = y^+ \dots \dots \dots (3.18)$$

Les expériences montrent que cette loi linéaire est valable tant que $y^+ \leq 5$

B/ La zone tampon (inertielle)

Dans cette zone les effets visqueux diminuent devant le frottement turbulent mais ne sont pas complètement négligeables. Cette zone correspond à $5 \leq y^+ \leq 70$.

C/ La zone logarithmique

Au delà de la zone tampon, le frottement est essentiellement turbulent, la contribution due à la viscosité moléculaire disparaît devant la contrainte de cisaillement turbulent, on a donc :

$$\tau_p \approx -\overline{\rho U \overline{V}} \dots \dots \dots (3.19)$$

En utilisant la vitesse de frottement, on obtient pour la contrainte de Reynolds :

$$-\overline{UV} = U_\tau^2 \dots \dots \dots (3.20)$$

Cette vitesse de frottement apparaît donc comme une échelle caractéristique des fluctuations de vitesse. Comme la viscosité moléculaire n'intervient plus dans cette zone, il faut construire par analyse dimensionnelle, une expression pour $\frac{\partial U}{\partial y}$ avec les échelles déjà définies :

$$\frac{\partial U}{\partial y} = \frac{U_\tau}{Ky} \dots \dots \dots (3.21)$$

En intégrant on obtient :

$$U^+ = \frac{1}{k} \ln(y^+) + B = \frac{1}{k} \ln(Ey^+) \dots \dots \dots (3.22)$$

Des valeurs numériques pour les constantes sont trouvées des mesures. Nous trouvons $K = 0.41$ (où k est la constante Von Karman), $B = 5.45$ et $E = 9.8$ pour les murs lisses (ou E est une constante d'intégration qui dépend de la rugosité de la paroi); la rugosité de la paroi cause une diminution de la valeur de B . Les valeurs de k et de B sont des constantes universelles valides pour tous les écoulements turbulents près des parois lisses ou le nombre de Reynolds est élevé. En raison du rapport logarithmique entre U^+ et y^+ où y^+ prend des valeurs supérieures à 70 (Walter H. Graf, 2000).

Une représentation des profils de vitesses associés à ces différentes lois est proposée sur la Figure (3.5), où plusieurs profils expérimentaux ont également été reportés.

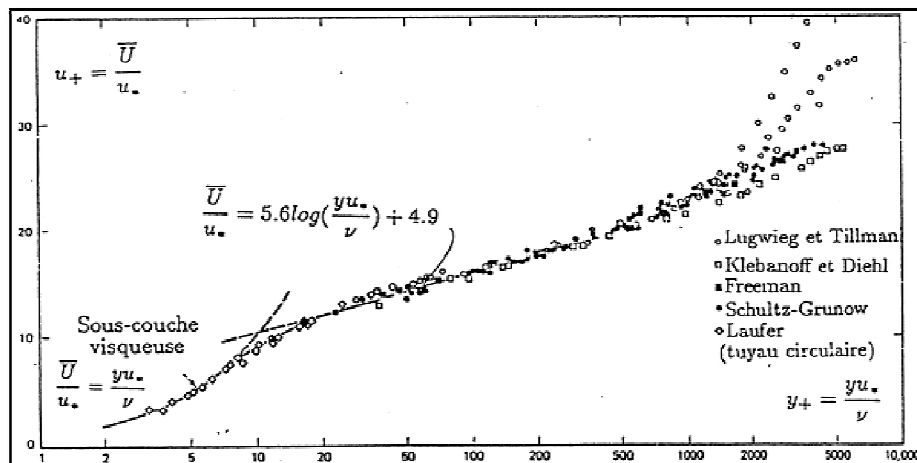


Figure 3.5 : Profil de vitesse longitudinale moyenne dans une couche limite turbulente sur plaque plane sans gradient de pression (Labioud .C, 2005).

3.3.3.4.2 Couches limites en présence d'un gradient de pression extérieur

La configuration de l'écoulement (par exemple la courbure de la paroi solide) peut imposer un gradient de vitesse $\partial U / \partial x$ non nul à l'extérieur de la couche limite. L'application de la loi de Bernoulli nous indique que la pression varie également dans la direction de l'écoulement moyen. Pour un fluide incompressible, nous pouvons obtenir la composante de vitesse verticale v en fonction du gradient de vitesse longitudinal:

$$v(y) = - \int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy \dots \dots \dots (3.23)$$

Si $\partial u / \partial x$ est positif (le fluide accélère le long de la paroi), l'équation (3.23) indique que la composante verticale de vitesse sera négative. Pour satisfaire la condition d'incompressibilité, le fluide est ramené vers la paroi. L'accélération de l'écoulement hors de la couche limite contribue donc à amincir la couche limite. En revanche, s'il y a décélération de l'écoulement hors de la couche limite, l'équation (3.24) nous montre que v est positif, le fluide est emporté de la paroi vers l'écoulement extérieur. Cet effet se rajoute à l'épaississement de la couche limite provoqué par la diffusion de la quantité de mouvement due à la viscosité. A l'extérieur de la couche limite, le gradient de pression est:

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -\rho u \frac{\partial u}{\partial x} \dots \dots \dots (3.24)$$

La composante de vitesse v étant très petite, la pression à l'intérieur de la couche limite est très peu différente de la pression externe. Ainsi, la décélération de l'écoulement externe conduit à l'existence d'un gradient de pression adverse, qui s'oppose à l'écoulement dans la couche limite. Si ce gradient de pression est suffisamment fort, il peut renverser l'écoulement et provoquer le décollement de la couche limite, (Gabriel Petit. M, 2005).

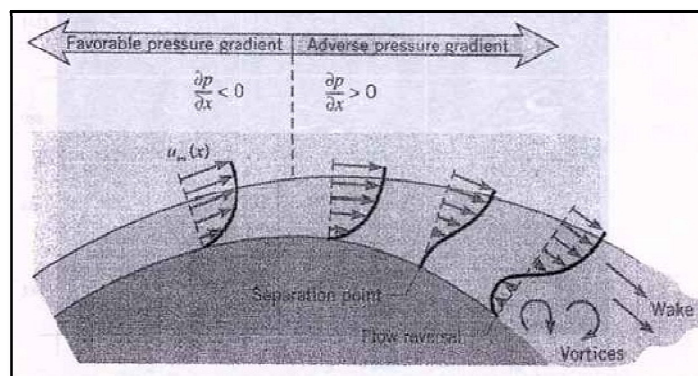


Figure 3.6 : Effet du gradient de pression sur une couche limite.

3.4 Présentation de la configuration étudiée

3.4.1 Présentations de la géométrie

La situation physique correspond à un écoulement tridimensionnel à surface libre, turbulent et incompressible. La zone d'étude est représentée par un canal rectangulaire d'une longueur de 12m, d'une hauteur 0,25m et de largeur 0,25m, la pente du canal varie entre 1% et 2%.

Gambit, le pré-processeur du code de calcul, offrent une flexibilité de choix. La géométrie peut être décomposé en plusieurs parties pour générer un maillage structuré, sinon GAMBIT génère automatique un maillage non structure adapté au type de géométrie construite. Les défauts sont détectés à l'aide de son interface comportant plusieurs fenêtres d'outils de création, génération, vérification du maillage du modèle étudié et la combinaison des conditions aux limites.

Le premier travail à accomplir dans la réalisation d'une simulation numérique est la définition d'un maillage adapté à l'écoulement. De sa qualité dépend la précision des calculs. Un nombre de mailles insuffisant fera diverger les calculs ou sera responsable d'une diffusion numérique trop importante. Il faut trouver un compromis entre le nombre de mailles et le temps de calcul qui augmente considérablement avec le raffinement de la discrétisation du domaine.

Nous choisissons d'utiliser un maillage rectangulaire fixé sous Gambit, ensuite un raffinement du maillage sous Fluent en prenant en considération la lame d'eau.

3.4.2 Conditions initiales

Les conditions initiales représentent l'état de base du modèle à l'instant où commence la simulation. Elles s'appliquent sur les surfaces du domaine de calcul, la déclaration de ces dernières se fait après avoir chargé les surfaces maillées sous Fluent.

3.4.3 Conditions aux limites

Dans une modélisation, on ne peut pas toujours représenter la totalité de l'ouvrage. Dans ce contexte, les conditions aux limites définissent la valeur des paramètres hydrauliques (débit, vitesse,...) permettant de représenter l'effet en terme hydrodynamique de ce qui a été enlevé. L'étude des conditions aux limites est déterminante dans une modélisation.

Plusieurs types de conditions aux limites sont proposés dans le code de calcul Fluent. Nous en utilisons essentiellement quatre : débit d'entrée (Mass Flow Inlet), pression de sortie (Pressure Outlet), condition de paroi (Wall) et la surface libre par (Symmetry) figure (3.7). Nous injectons un débit à partir d'une vitesse et d'une section mouillée (conditions aux limites de type Dirichlet).

La deuxième condition «pressure-Outlet» (pression de sortie) est appliquée au niveau des sorties du canal impose une hauteur d'eau sur une section de la conduite. Elle permet d'avoir une densité constante sur une hauteur donnée, c'est-à-dire que les cellules voisines sont remplies d'eau. Cette condition est utilisée essentiellement pour imposer une condition à l'aval d'un canal ouvert.

La troisième condition «Wall» est une condition de flux nul. Elle est appliquée au niveau des parois. La vitesse est tangente à la paroi pour les cellules du voisinage.

La quatrième condition « Symmetry » c'est la sortie du canal vers l'atmosphère.

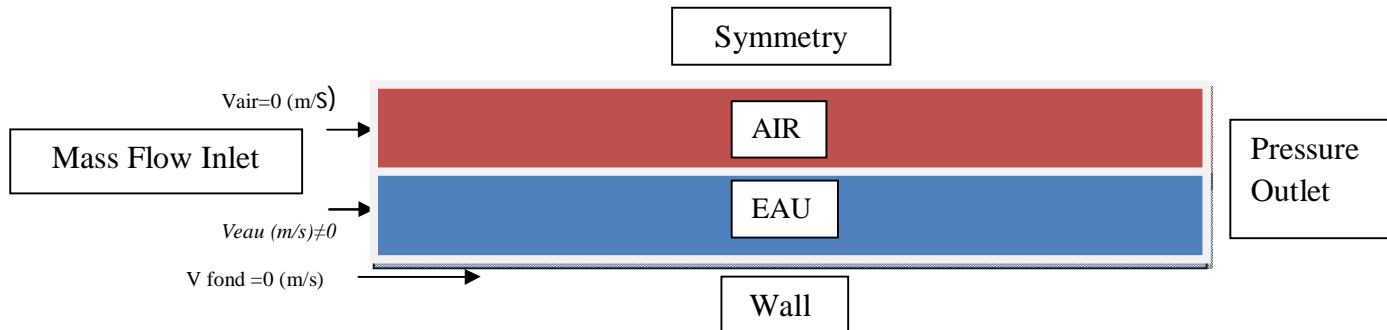


Figure 3.7 : Conditions aux limites imposées

3.4.4 Modèles de turbulence

Les simulations ont été réalisées avec le modèle de fermeture du deuxième ordre $RNGk - \epsilon$ la compatibilité de ce modèle pour les écoulements à surface libre est vérifiée par plusieurs auteurs, (Xiaojing Sun, 2008).

3.4.5 Convergence des calculs

On a basé sur deux critères pour définir la convergence du calcul :

- Critère sur l'erreur de masse : le déséquilibre en masse entre le flux entrant et le flux sortant est dû à l'accumulation des erreurs numériques de calcul. L'erreur sur la masse par rapport au flux d'entrée est estimée par certains auteurs à 8% (Gislain .L. K, 2004), et 5 % (Walide Jaafar, 2006). Pour notre travail on a jugé ce critère de convergence par une erreur inférieure à 2%.

- Critère visuel au niveau du Linegraph on peut suivre graphiquement l'évolution du résidu de la masse après chaque itération. Lorsque cette valeur se stabilise, on en déduit que le code de calcul ne peut pas donner de résultat plus précis pour la géométrie donnée.

3.5 Présentation du code de calcul

Pour réaliser nos simulations, nous avons choisi d'utiliser le code de calcul FLUENT 6.3 que nous présentons dans cette partie.

A/ Etapes de calcul

Les étapes décrites ci-dessous sont propres au régime permanent. Généralement on distingue

- ✓ L'intégration des équations de transport
- ✓ La discrétisation spatiale
- ✓ Le couplage pression -vitesse
- ✓ La convergence

3.5.1 Architecture du logiciel

A/ Simulation par les codes de calcul CFD

Roe et Hydro Works en assainissement ainsi que Lic Water en réseaux d'eau potable sont des exemples de codes de calcul utilisés en hydraulique pour la modélisation unidimensionnelle des conduites circulaires.

La plupart de ces codes de calculs ont évolué et permettent à présent des simulations en 2D et même en 3D. TELEMAC, Mike3D, AquaDyn et Def3D sont d'autres codes utilisés principalement pour les rivières, les lacs naturels ainsi que pour des applications en ingénierie.

Les codes de calcul CFD ou « Computational Fluid Dynamic » (mécanique des fluides numérique) sont, quant à eux, applicables dans une large variété de problèmes en mécanique des fluides et disposent de modèles divers de turbulence. Parmi ces codes, les plus utilisés sont : CFX, FLUENT, PHOENICS, Star-CD et Flow-3D. Tous ces codes utilisent la méthode FVM (méthode des volumes finis), (Walide Jaafar, 2006).

Comme tout logiciel de CFD, il est composé de trois éléments : le préprocesseur, le solveur et le post processeur.

- La définition du problème à résoudre s'effectue à l'aide du préprocesseur GAMBIT. Il permet de représenter la géométrie du système, de définir le type de conditions limites aux frontières du domaine, de spécifier le type de matériau (fluide ou solide). Il fournit aussi la possibilité de discrétiser le domaine, en proposant plusieurs algorithmes de maillage suivant sa géométrie.
- Le solveur permet de définir numériquement les conditions opératoires (gravité, pression) dans lesquelles est effectuée la simulation, ainsi que la spécification des conditions aux limites. Enfin, il permet de choisir le processus itératif, en proposant notamment plusieurs schémas numériques pour la discrétisation spatiale et temporelle, et pour le couplage de la vitesse et de la pression. Il offre également une interface permettant de contrôler à tout moment l'état d'avancement des calculs.
- Le post processeur est l'élément qui permet de visualiser la géométrie et le maillage du domaine, mais surtout d'afficher les résultats obtenus. Il est ainsi possible 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. Il offre aussi la possibilité de tracer des courbes et de visualiser les lignes de courant ou la trajectoire de particules.

Fluent qui est un code largement utilisé (Buil.N ;1999 , Wertel.J ; 2006, Haioun .A ; 2008 , Benabid .A ;2009 , Boudiaf .H ;2009) dans les études des écoulements dans les canaux à surface libre , offre une interface sophistiquée qui facilite son utilisation. Ces raisons ont motivé notre choix pour l'utilisation de ce logiciel.

En résumé :

- Les simulations sont effectuées avec le code de calcul Fluent 6.3.
- Fluent est un logiciel utilisant la méthode des volumes finis pour résoudre les équations de transport.
- Fluent 6.3 est composé de trois éléments :

- ✓ Préprocesseur
- ✓ Solveur
- ✓ Postprocesseur

Préprocesseur : Gambit

- ✓ Définition du domaine géométrique.
- ✓ Maillage

Solveur : Fluent 6.3

- ✓ Définition des modèles
- ✓ Définition des conditions aux limites
- ✓ Paramètres de simulation
- ✓ Repérage des phases
- ✓ Initialisation des calculs
- ✓ Critères de convergence
- ✓ Convergence
- ✓ Raffinement de maillage

Postprocesseur : Fluent 6.3

- ✓ Traitement des résultats

3.6 Modèle de transport du tenseur de Reynolds

La modélisation des écoulements secondaires décrits précédemment ne peut se faire que si l'on considère la turbulence comme étant anisotrope, le modèle k-ε est donc exclu.

Nous allons utiliser le modèle aux tensions de Reynolds (Reynold stress model : **RSM**) qui s'affranchit de l'hypothèse de Boussinesq et exprime chacune des 6 corrélations de vitesse fluctuante. Le problème de fermeture est repoussé au rang supérieur (écriture de la corrélation triple), c'est un modèle de fermeture du second ordre, gagnant ainsi en précision, comme on le verra dans le sous paragraphe suivant. Explicitons les différents termes de l'équation de transport du tenseur de Reynolds :

$$\begin{aligned}
 & \text{Terme de production d'énergie à partir du champ moyen} \\
 \rho \left(\frac{\partial(\overline{uvV})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{uvW})}{\partial z} \right) &= -\rho \left(\overline{v^2} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} + \overline{vw} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} + \overline{uv} \frac{\partial \overline{V}}{\partial y} + \overline{uw} \frac{\partial \overline{V}}{\partial z} \right) \\
 & - \rho \left(\frac{\partial \overline{uv^2}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{uvw}}{\partial z} \right) - u \frac{\partial \overline{P'}}{\partial y} + u \left(\frac{\partial \overline{\tau_{xy}}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{\tau_{yz}}}{\partial z} \right) + v \left(\frac{\partial \overline{\tau_{xy}}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{\tau_{yz}}}{\partial z} \right) \\
 & \underbrace{\hspace{10em}}_{\text{Diffusion turbulent}} \quad \underbrace{\hspace{5em}}_{\text{Diffusion par champ de pression}} \quad \underbrace{\hspace{10em}}_{\text{Terme de dissipation et de diffusion lié à la viscosité}}
 \end{aligned}
 \tag{3.25}$$

Outre le problème de fermeture (terme de corrélation triple), il faut modéliser le terme de fluctuation pression. Afin de rendre la résolution numérique possible on doit réécrire ces équations en éliminant les dérivées secondes, au moyen d'intégration par partie par exemple. Il faut de plus diminuer le nombre de variables, très.

Le but des parties qui suivent est d'exposer les modèles utilisés lors de la réécriture de cette équation mais surtout d'expliquer ou du moins d'éclairer le lecteur sur le fondement de ces modèles qui sont couramment utilisés mais rarement justifiés.

3.6.1 Modélisation du terme de diffusion turbulente

Du point de vue de la résolution des équations, l'enjeu est d'exprimer les termes de corrélation triple en fonction des termes du tenseur de Reynolds. Pour cela il faut utiliser un mode de fermeture semblable au modèle de Boussinesq mais à l'ordre supérieur. Le modèle de Boussinesq consiste à dire que le tenseur de taux de déformation est proportionnel au tenseur de Reynolds.

Soit :

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \text{ avec } \nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \dots\dots\dots(3.26)$$

Ainsi pour le modèle RSM nous ferons l'hypothèse que le tenseur des corrélations triples de fluctuation de vitesse est proportionnel au tenseur de Reynolds.

Soit :

$$\overline{u_i u_j u_k} = -C_s \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{u_i u_l} \frac{\partial \overline{u_j u_k}}{\partial x_l} + \overline{u_j u_l} \frac{\partial \overline{u_i u_k}}{\partial x_l} + \overline{u_k u_l} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} \right) \dots\dots\dots(3.27)$$

On voit clairement les similitudes entre ces deux modèles en considérant que :

$$\frac{k}{\varepsilon} \overline{u_l u_l} \approx \frac{k^2}{\varepsilon} \dots\dots\dots(3.28)$$

3.6.2 Modélisation du terme diffusion /dissipation par la viscosité

Une réécriture couplée avec la conservation de la masse permet d’obtenir :

$$\overline{u_l \frac{\partial \tau_{jk}}{\partial x_k}} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\mu \frac{\partial (\overline{u_l u_j})}{\partial x_k} \right) - 2\mu \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \text{ avec } 2\mu \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} = \varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \varepsilon \dots\dots\dots (3.29)$$

3.6.3 Modélisation du terme de diffusion par champ de pression

Ce terme est prépondérant d’après (Kang et Choi, 2006), l’utilisation d’un modèle conceptuel pour modéliser les termes en pression. Les effets de la pression sont d’une part une contribution au transport, c’est pourquoi ils ont lié le terme de pression avec le terme de production P_{ij} et d’accélération convective C_{ij} . D’autre part le terme de pression induit une perte d’énergie qu’ils ont assimilée à une viscosité.

$$-u_i \frac{\partial P'}{\partial x_j} - u_j \frac{\partial P'}{\partial x_i} = \underbrace{-C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_l u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right)}_{\text{dissipation}} \underbrace{-C_2 (P_{ij} - C_{ij})}_{\text{convection}} \dots\dots\dots(3.30)$$

En effet en développant :

$$C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) = C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} C_1 \delta_{ij} \rho \varepsilon \approx C_1 \rho \frac{2\varepsilon}{3} - \frac{2}{3} C_1 \delta_{ij} \rho \varepsilon \approx \alpha \varepsilon$$

.....(3.31)

On retrouve bien que ce terme modélise la perte d'énergie liée à la pression modélisée par une viscosité :

$$\nu_P = C_1 \nu$$

$$\rho \left(\frac{\partial(\overline{uvV})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{uvW})}{\partial z} \right) = -\rho \left(\overline{v^2} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} + \overline{vw} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} + \overline{uv} \frac{\partial \overline{V}}{\partial y} + \overline{uw} \frac{\partial \overline{V}}{\partial z} \right)$$

$$-\rho \left(\frac{\partial \overline{uv^2}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{uvw}}{\partial z} \right) - \overline{u \frac{\partial P'}{\partial y}} + \overline{u \left(\frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right)} + \overline{v \left(\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right)}$$

↑ CONVECTION ↑ DISSIPATION $\alpha \varepsilon$

$$(1 - C_2) \rho \left(\frac{\partial(\overline{uvV})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{uvW})}{\partial z} \right) = -(1 + C_2) \rho \left(\overline{v^2} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} + \overline{vw} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} + \overline{uv} \frac{\partial \overline{V}}{\partial y} + \overline{uw} \frac{\partial \overline{V}}{\partial z} \right)$$

$$-\rho \left(\frac{\partial \overline{uv^2}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{uvw}}{\partial z} \right) + \overline{u \left(\frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right)} + \overline{v \left(\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right)} - C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \overline{uv}$$

.....(3.32)

3.6.4 Modélisation du taux de dissipation

L'écriture des équations de transport du tenseur de Reynolds en fonctions des trois variables du champ moyen de vitesse, des composantes du tenseur lui même et enfin en fonction des gradients de fluctuation de vitesse à travers la variable ε ; taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente. Il nous faut donc une équation pour cette dernière variable. Le calcul de ε se fait à l'aide d'une des équations du modèle k- ε . (Bailly 2003).

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho \overline{U_k} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) + \frac{\varepsilon}{k} \left(C_{1\varepsilon} \frac{P_{kk}}{2} - C_{2\varepsilon} \rho \varepsilon \right) \quad \dots\dots(3.33)$$

D'autres modèles existent : Chouaib. L, 2005 utilise :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon U_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_r - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad \dots\dots\dots(3.34)$$

Qui est sensiblement pareil. La viscosité cinématique ne pas là pour pondérer le terme de dérivé seconde de la dissipation.

3.6.5 Une équation pour fixer le débit

Afin de fixer le débit qui est une des données du problème et pour pouvoir calculer $\frac{\partial P}{\partial x}$ qui est considéré comme étant constant dans le canal on ajoutera une équation globale. On pourra noter par ailleurs que l'équation de conservation de la masse n'est pas implémentée dans le modèle. Elle a été injectée dans les équations du champ moyen et celles de transport du tenseur de Reynolds.

Kang et Choi 2006 fixent les pertes de charge linéaires en posant $\frac{\partial P}{\partial x} = Ig$ où g est la constante de gravitation et I est la pente de la canalisation. On peut penser qu'ils fixent ainsi le débit. En effet $\frac{\partial P}{\partial x}$ est proportionnel au carré du débit. Kang et Choi préfère d'ajouter une équation globale, cette dernière n'est pas résolue à chaque nœud mais une fois sur tout le maillage et à chaque itération. Cette équation est simple :

$$\int \bar{U} dS = Q$$

3.6.6 Lois de paroi

L'écoulement au voisinage des parois est complexe, il exige une bonne connaissance du phénomène de la couche limite et la résolution de l'équation de Flakner-Skan mais il présente l'intérêt de simplifier le choix des conditions aux limites. Il nous faut utiliser des lois de parois qui permettent de calculer la vitesse moyenne et ses fluctuations à la frontière de la couche limite.

Notations : X_p signifie valeur de X à la paroi

Vitesses moyennes: $U_{\text{moy}_p} = u_\tau \cdot u^+$ avec

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_P}{\rho}} \text{ avec } \tau_P = \mu \frac{\partial \gamma_P}{\partial t} = \mu \frac{4Q}{\pi R^3} \dots\dots\dots(3.35)$$

$u^+ = 5 \ln y^+ - 3.05$: Formule semi empirique de Reichert
 Frontière de la couche limite avec le noyau turbulent : $y^+ = 30$
 $V_{moyP} = W_{moyP} = 0$

Corrélations doubles :

On utilise ici les résultats obtenus par Kang et Choi 2006

$u'_P = 2.3 u_\tau$, $v'_P = 1.4 u_\tau$, $w'_P = 1.4 u_\tau$
 $uv_P = uw_P = vw_P = -0.9 u_\tau^2$

$$\varepsilon_P = \frac{C_\mu^{3/4} k_P^{3/2}}{K y_P}$$

.....(3.36)

Néanmoins ces valeurs nécessitent un calage particulier, les modélisations successives ont permis de constater la sensibilité du système aux conditions limites pour les fluctuations de vitesses en proche paroi. Dans ce cadre, l'article de Kang et Choi 2006 a été très utile.

3.6.7 Modélisation de la surface libre

La surface libre se modélise similairement à une paroi bien qu'elle n'en ait pas les mêmes effets, on change simplement la loi. Pour évaluer les valeurs des fluctuations de vitesse au voisinage de la surface libre on fixe d'abord k et ε avec la formule de Celik et Rodi (1984).

X_w signifie : valeur du paramètre X à la surface libre.

$$\varepsilon_w = \frac{k_w^{3/2}}{\alpha h}$$

.....(3.37)

α : est un coefficient déterminé empiriquement ($\alpha = 0.18$).

h : est la hauteur d'eau dans le canal (m)

Voici l'équation qui permettra de calculer les termes du tenseur de Reynolds :

$$\begin{aligned}
 & \rho(1 + C_2) \frac{\partial(\overline{u_i u_j U_k})}{\partial x_k} \\
 & = C_s \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{u_i u_l} \frac{\partial \overline{u_j u_k}}{\partial x_l} + \overline{u_j u_l} \frac{\partial \overline{u_i u_k}}{\partial x_l} + \overline{u_k u_l} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} \right) \\
 & + (C_2 - 1) \rho \sum_k \left(\overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} + \overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} \right) + C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i u_j} \\
 & + 2\mu \Delta(\overline{u_i u_j})
 \end{aligned}
 \tag{3.38}$$

3.7 Les profils verticaux de la vitesse moyenne longitudinale par simulation numérique

Nous désignons par NR, CR, GR et SAGR les résultats des simulations réalisées, respectivement, par les modèles de Naot & Rodi (1982), Celik & Rodi (1984), Gibson & Rodi (1989) et la solution asymptotique relative à ce dernier.

Puisque notre intérêt est orienté, également, vers la bonne prédiction de la distribution du champ de vitesse moyenne. Pour cela, nous reportons sur la figure 4.1 les profils de vitesse, dimensionnels et adimensionnels, en fonction, respectivement, de l'ordonnée verticale et de la variable interne de paroi.

Ces profils montrent que la simulation CR-2 et le modèle GR, avec toutes ces variantes, reproduisent assez bien le profil expérimental de l'essai (P3), de Nezu & Rodi (1986). Seul l'essai NR-2 présente une accélération de l'écoulement, vers la surface libre, qui se traduit par un écartement de la droite correspondante, dans la représentation logarithmique (figure 3.8-b). La figure 3.8 correspond à un écoulement au-dessus d'un fond lisse.

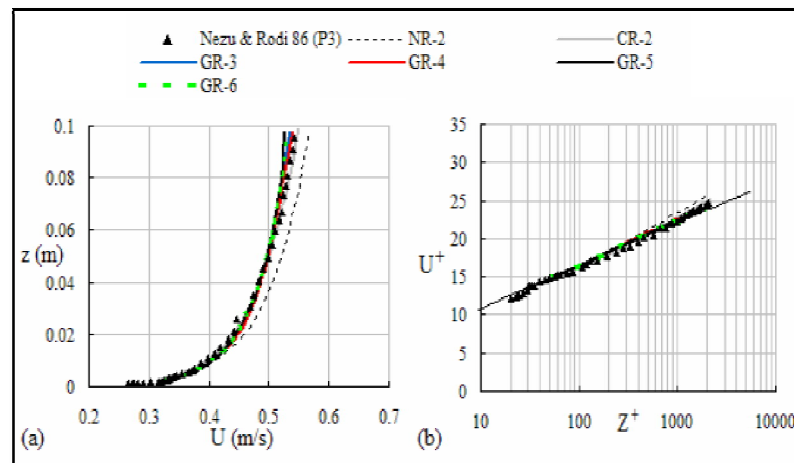


Figure 3.8 : Profils verticaux de vitesse (a) dimensionnels ; (b) normalisés en fonction de la variable interne de paroi

Sur les figures 3.9 et 3.10, on représente, respectivement, les profils verticaux de la vitesse moyenne longitudinale, au-dessus de la zone rugueuse et au-dessus de la zone lisse. Compte tenu du nombre de verticales de mesures et pour une meilleure présentation des résultats, les profils au niveau de chaque zone, avec un pas transversal de deux centimètres, sont présentés sur deux graphes séparés.

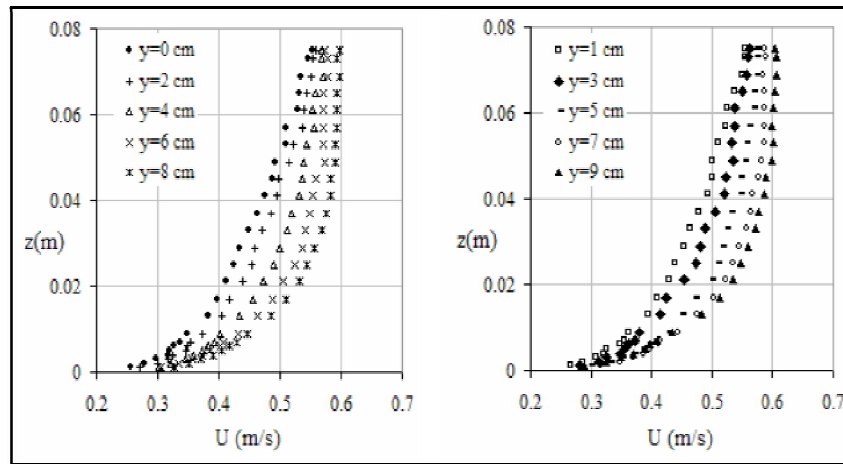


Figure 3.9 : Profils verticaux de la vitesse longitudinale au-dessus de la zone rugueuse

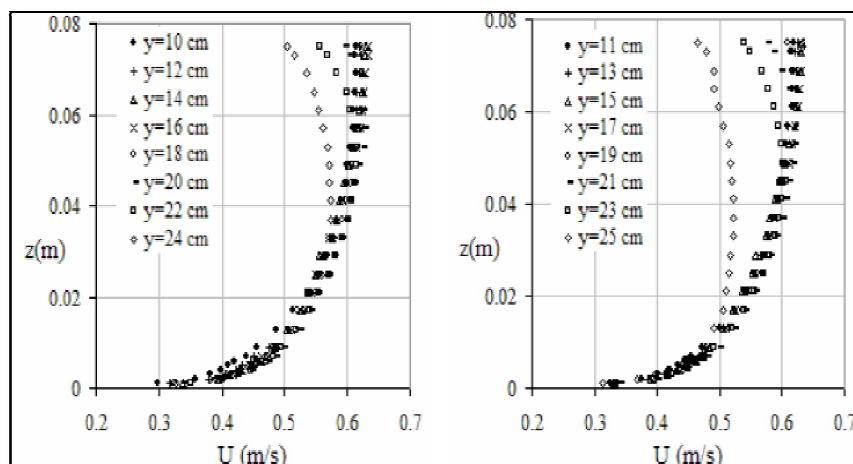


Figure 3.10 : Profils verticaux de la vitesse longitudinale au-dessus de la zone lisse

La variation transversale de la vitesse est plus importante au-dessus de la paroi rugueuse qu’au dessus de la paroi lisse. Nous notons également, sur ces profils, un enfoncement du maximum de vitesse au-dessous de la surface libre, dans la zone $6 < y < 9$ et, plus marqué, dans la zone $19 < y < 25$. Ce comportement traduit un retardement de l’écoulement au voisinage de la surface libre et c’est une conséquence directe de la présence des écoulements secondaires dans ces zones.

3.8 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons donné un aperçu sur la méthode des volumes finis et ces équations, puis on a donné un schéma itératif et présentatif sur le code de calcul Fluent 6.3 que nous utilisons dans le chapitre suivant pour valider et comparer entre les résultats expérimentaux obtenue par (Jau Yau Lu, 2003) pour un écoulement sur fond lisse, (Chouaib Labiod, 2005) pour un écoulement sur fond de rugosité homogène et les simulations par RSM dans le code Fluent 6.3.

Chapitre 4

ETUDE PARAMETRIQUE DE LA VITESSE

4.1 Introduction

Avant d'effectuer des simulations et présenter les principaux résultats des champs de vitesse obtenus, nous effectuons dans ce chapitre une validation du modèle. Pour cela, une comparaison entre les résultats des calculs et des mesures est effectuée.

Les écoulements à surface libre sont souvent décrits par les équations de Saint Venant mais ce système d'équation est basé sur des hypothèses ce qui rend son utilisation limitée.

La première hypothèse est que la lame d'eau doit être mince devant la longueur de la géométrie étudiée ce qui exclut la variation brusque de la surface libre. La deuxième hypothèse est l'incompressibilité du fluide et la dernière hypothèse la pente du canal ne doit pas dépasser 10%.

Dans les canaux à surface libre, les écoulements sont souvent turbulents. Les équations de Navier-Stokes décrivent le comportement hydrodynamique du fluide, Elles sont obtenues à partir de :

- ✓ L'équation de continuité
- ✓ Quantité de mouvement

Pour la détection de la surface entre deux phases fluides il existe deux approches, L'approche lagrangienne telle que la méthode de Interface tracking et Marckav and all Mac et l'approche Eulérienne telle que la méthode level set et V.O.F

Cette dernière est spécialement conçue pour la simulation des écoulements diphasiques, elles sont basées sur le principe de conservation de la masse. La distribution de fraction volumique de liquide (ou de gaz) est répartie dans le domaine de calcul sur un maillage structuré.

Parmi les inconvénient de la méthode V.O.F, c'est que, la précision de l'interface dépend de la densité du maillage. Fluent propose une gamme de solution pour appliquer une adaptation du maillage, l'avantage de ces méthodes est l'optimisation du temps et des ressources informatiques. Pour nos calcul, on utilise une adaptation par l'option (ISO VALUE) ce qui améliore la qualité de l'interface capturée.

Ce chapitre traite la simulation numérique des écoulements turbulents à surface libre pour deux cas :

- Pour un écoulement sur fond lisse ;
- Pour un écoulement sur fond de rugosité homogène ;

Dans la perspective de pouvoir confronter nos résultats à des résultats expérimentaux nous utilisons des données et des cas de figures similaires à ceux de l'étude expérimentale.

4.2. Etude paramétrique de la vitesse

4.2.1. Influence de la pente du canal et la lame d'eau sur la vitesse d'écoulement

4.2.1.1 Écoulement sur fond lisse

Nous utilisons des données et des cas de figures similaires à ceux de l'étude expérimentale de Mr Jau Yau Lu (2003) en l'occurrence un canal rectangulaire en verre d'une épaisseur de 10 mm, rugosité = 0.000185mm, longueur de 12m, d'une hauteur 0,25m et de largeur 0,25m, la pente du canal varie entre 1 et 2 %. La zone où s'effectue les mesures est à $x = 8,2$ m. A cette distance l'écoulement est pleinement développé et on trace les profils verticaux de la vitesse longitudinale u (m/s) en fonction de la hauteur d'eau H (m). Les sections transversales des simulations sont situées à des distances adimensionnelles $Z = 0$, $Z = 0.2$, $Z = 0.4$, $Z = 0.6$ et $Z = 0.8$ par rapport au centre du canal pour différentes pentes et lame d'eau. On visualise l'influence de ces derniers sur la vitesse d'écoulement et finalement on valide nos résultats numériques avec les résultats expérimentaux de Jau Yau Lu.

Dans cette expérience nous essayons de voir l'impact de la variation de la pente et la lame d'eau sur la vitesse d'écoulement, pour une pente de 1% à 2 % et une lame d'eau de 22 mm à 54 mm, les résultats sont regroupés dans les figures 4.4 - 4.5 - 4.6 et 4.7.

La simulation de l'écoulement nécessite l'introduction d'un ensemble de données pour satisfaire toutes les conditions mentionnées dans l'étude numérique du phénomène. Comme il a été mentionné dans le code de calcul, les données à introduire sont différenciées par leur nature, à savoir la géométrie du canal (rectangulaire ou trapézoïdal), les paramètres de la géométrie (hauteur, largeur et pente des berges), ainsi que les paramètres hydraulique et l'espace de simulation (longueur totale du canal).

Dans la figure (4.1) nous présentons le maillage quadrilatéral utilisé, on a raffiné le maillage au fond du canal. Afin de s'assurer de l'indépendance des résultats au maillage, on a opté quatre cas de maillage jusqu'à atteindre des profils de vitesses identiques.

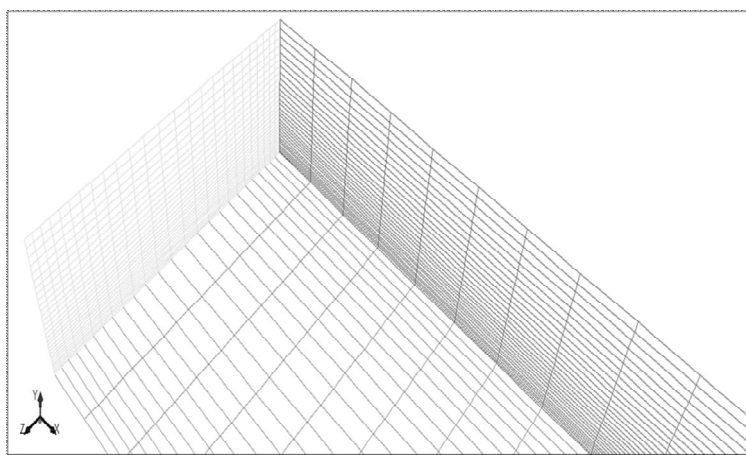


Figure 4.1 : Le maillage quadrilatéral du canal

Après la définition des paramètres de simulation et l'initialisation des calculs on a jugé la convergence de nos calculs en se basant sur deux critères : Le premier critère est le déséquilibre en masse entre l'entrée et la sortie du canal qui doit être inférieur à 1%, et le deuxième c'est le critère des résidus qui doit être inférieur à 10^{-4} .

Dans la figure (4.2), nous présentons la convergence de la solution pour les deux cas des pentes (1 % et 2 %), nous avons fixé les conditions aux limites du canal (parois du canal, débit d'entrée à l'entrée du canal, la pression de la sortie à la sortie du canal et la symétrie pour la surface libre du canal) puis on a lancé le calcul jusqu'à la convergence de la solution.

On conclure que la convergence de la solution pour les deux cas (1% et 2%) se fait rapidement à cause de la simplicité de la géométrie du canal.

La comparaison entre les deux cas des pentes (1% et 2%) utilisés montre que la solution converge jusqu'à 4500 itérations pour la pente 1% et 1400 itérations pour la pente 2%.

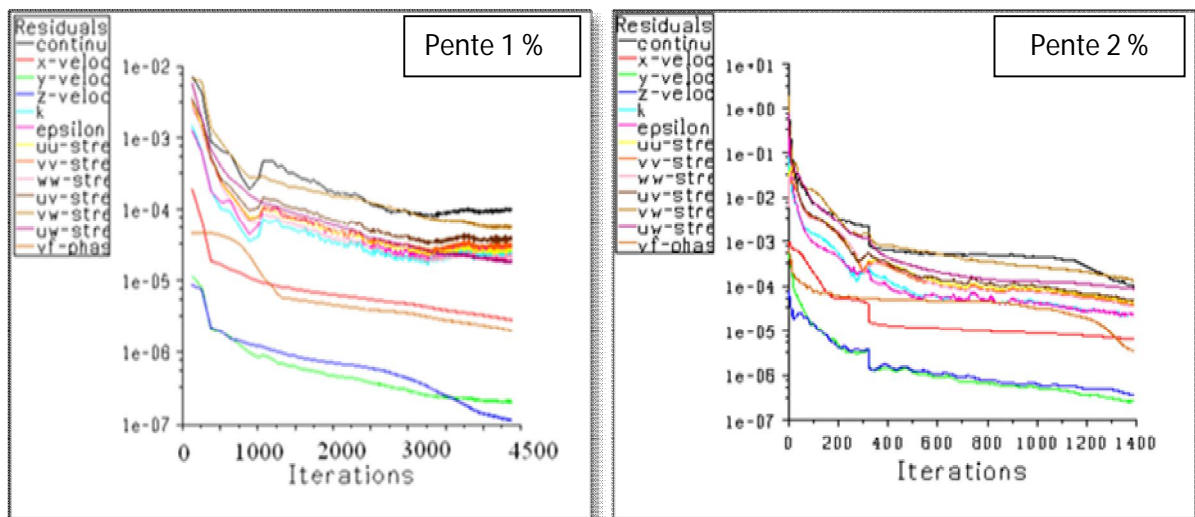


Figure 4.2 : Convergence de la solution pour les deux d'études

4.2.1.1.1 La représentation des deux phases (eau et l'air)

Dans la figure (4.3) nous présentons les deux types de phases (l'eau et l'air) pour une pente 2 % et lame d'eau 0.054 m.

Pour notre simulation on a utilisé les conditions limites suivantes : à l'entrée de canal on a supposé un débit d'entrée (*mass flow inlet*), à la sortie une pression de sortie (*pressure outlet*), sur le fond du canal on a utilisé la condition *Wall* avec condition de non glissement, sur le toit du canal symétrie (*symmetry*).

Si $Fr = 1$, le régime est dit critique. La hauteur correspondant à ce régime s'appelle hauteur critique, notée h_c , exprimée en mètres (m). Si $F < 1$, la hauteur d'eau est supérieure à la hauteur critique ($h > h_c$) ; dans ce cas, le régime est dit fluvial. Si $F > 1$, la hauteur d'eau est inférieure à la hauteur critique ($h < h_c$) dans ce cas, le régime est dit torrentiel.

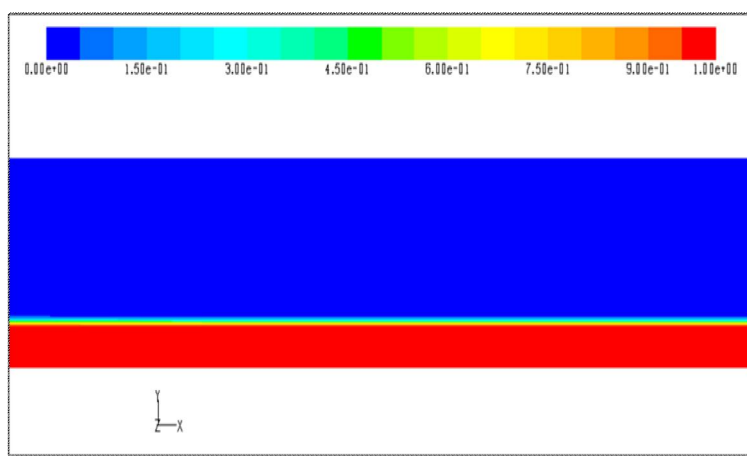


Figure 4.3 : La représentation des deux phases (eau et l'air)

4.2.1.1.2 Caractéristiques de l'expérience

Nous basons dans ce cas de test sur un travail expérimental de (Jau Yau Lu, 2003). Le nombre de Reynolds basé sur la vitesse d'entrée et la hauteur de la lame d'eau, les caractéristiques des différents paramètres de la simulation que nous avons employé sont donnés dans le tableau 4.1 :

Tableau 4.1 : caractéristiques physiques et conditions aux limites de la simulation pour différentes pentes et lame d'eau.

	Lame d'eau H (m)	Vitesse V (m/s)	Nombre Froude Fr	Débit massique Q _m (kg/m ³)	Diamètre hydraulique D _H (m)	Nombre Reynolds Re	Intensité turbulente I (%)	Longueur De mélange (m)	Pesanteur /x g _x	Pesanteur /y g _y	Pente S (%)
S1H22	0.022	0.891	1.92	4.891	0.0187	19475	3	0.001	0.098	- 9.809	1
S1H54	0.054	1.319	1.81	17.77	0.038	58098	3	0.00266	0.098	- 9.809	1
S2H22	0.022	1.255	2.7	6.89	0.0187	26282	3	0.001	0.19616	- 9.808	2
S2H54	0.054	1.948	2.64	26.25	0.038	82352	3	0.00266	0.19616	- 9.808	2

4.2.1.1.3 Comparaison entre les résultats du modèle numérique testé et expérimentaux

Sur les figures (4.4) – (4.5) – (4.6) et (4.7), on a tracé les profils verticaux de la vitesse longitudinale, au-dessus de la zone lisse. Compte tenu du nombre de verticales de mesures et pour une meilleure présentation des résultats, les profils au niveau de chaque zone, avec un pas transversal de vingt cinq millimètres, sont présentés.

Nous notons sur ces profils, un enfoncement du maximum de vitesse au-dessous de la surface libre, dans le cas de lame d'eau $H = 0.022$ m pour deux configurations des pentes 1% et 2%. Ce comportement traduit un retardement de l'écoulement au voisinage de la surface libre et c'est une conséquence directe de la différence de vitesse entre les deux phases du fluide.

Dans ces figures nous remarquons l'influence de la pente du canal et la hauteur d'eau sur la vitesse d'écoulement par la variation de la forme des courbes de répartition de la vitesse, pour la pente $S = 1\%$ et hauteur d'eau $H = 0.022\text{m}$, nous avons tracé quatre courbes pour des sections $Z = 0.2, 0.4, 0.6$ et 0.8 , pour visualiser la répartition et la forme de ces courbes dans ces zones, on a fait la même chose pour la pente $S = 1\%$ et $H = 0.054\text{m}$, $S = 2\%$ et $H = 0.022\text{m}$ et $S = 2\%$ et $H = 0.054\text{m}$.

Nous remarquons que la vitesse de l'écoulement augmente quand la pente augmente, par exemple pour la pente 1% et $H = 0.022\text{m}$, la vitesse d'écoulement d'eau varie de 0 jusqu'à 1 m/s (figure 4.5), pour la pente 2% et $H = 0.022\text{m}$, nous remarquons aussi une variation de la vitesse d'écoulement d'eau de 0 à 1.4 m/s (figure 4.7).

En utilisant les résultats expérimentaux de (Jau Yau Lu, 2003), et en comparant les profils de la vitesse obtenue par simulation numérique aux résultats expérimentaux, nous observons une bonne allure et une bonne précision entre les profils des vitesses simulés et expérimentaux.

Les profils de la vitesse montrent aussi qu'à proximité des parois latérales le gradient de vitesse est plus important par rapport au centre, d'une autre façon, plus qu'on s'approche des parois plus que l'écoulement est moins stable (Nakagawa, Nezu, 1993).

Dans le cas d'un écoulement à surface libre, il y'a l'apparition des écoulements secondaires. L'apparition de ce phénomène est présente que pour des écoulements fluviaux $F_r < 1$ (Nakagawa, Nezu, 1993).

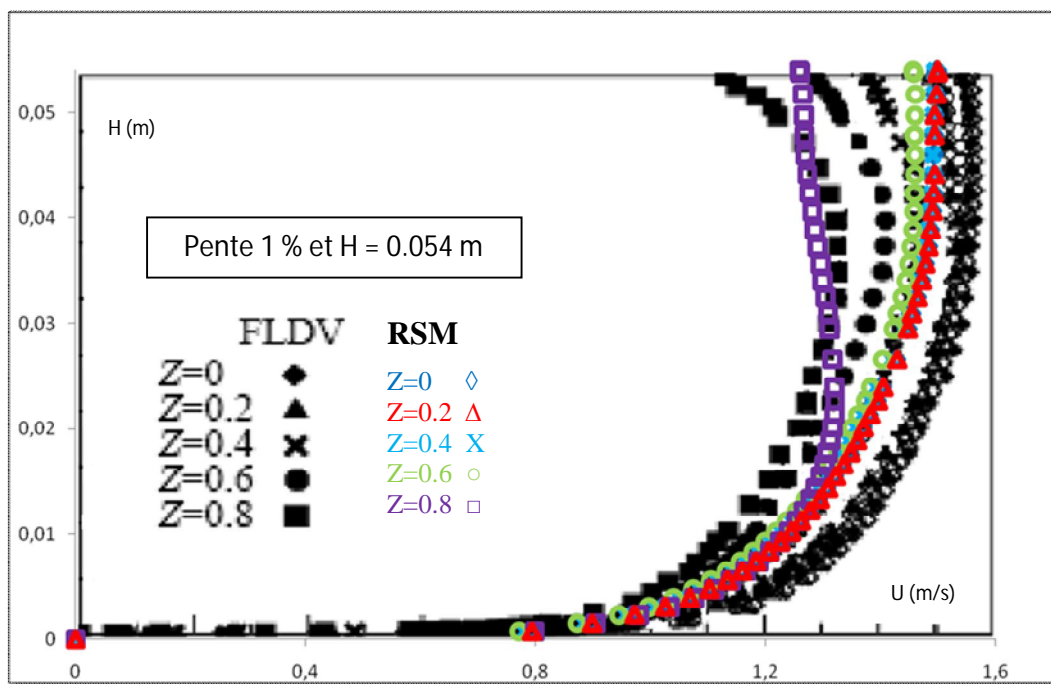


Figure 4.4 : Profils verticaux de la vitesse longitudinale au-dessus de la zone lisse pour S =1% et H = 0.054 m

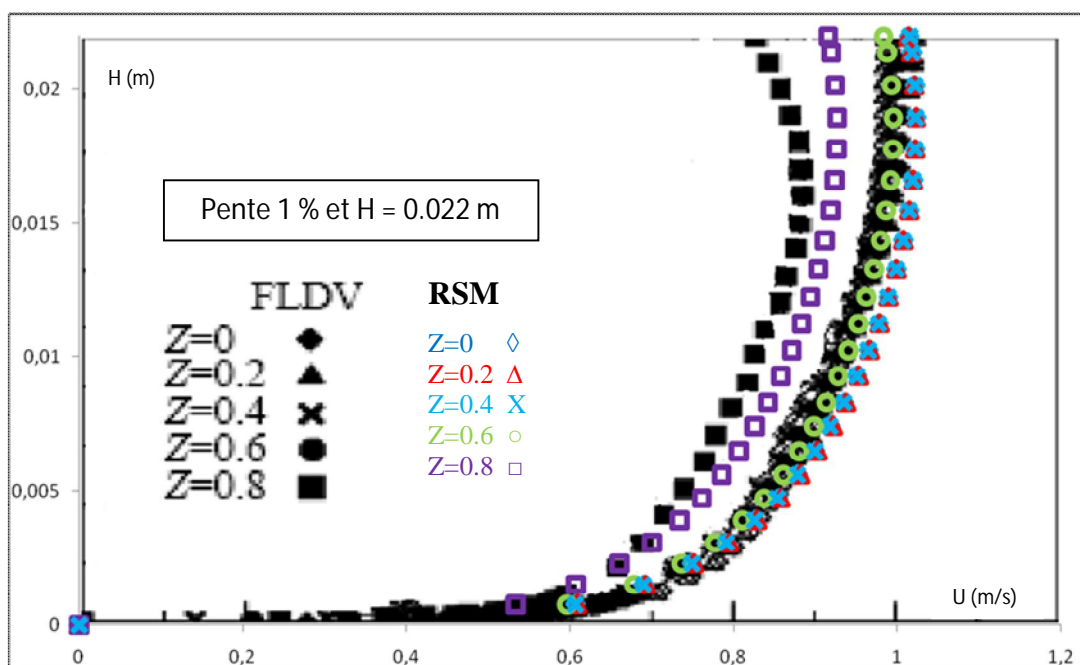


Figure 4.5 : Profils verticaux de la vitesse longitudinale au-dessus de la zone lisse pour S =1% et H = 0.022 m

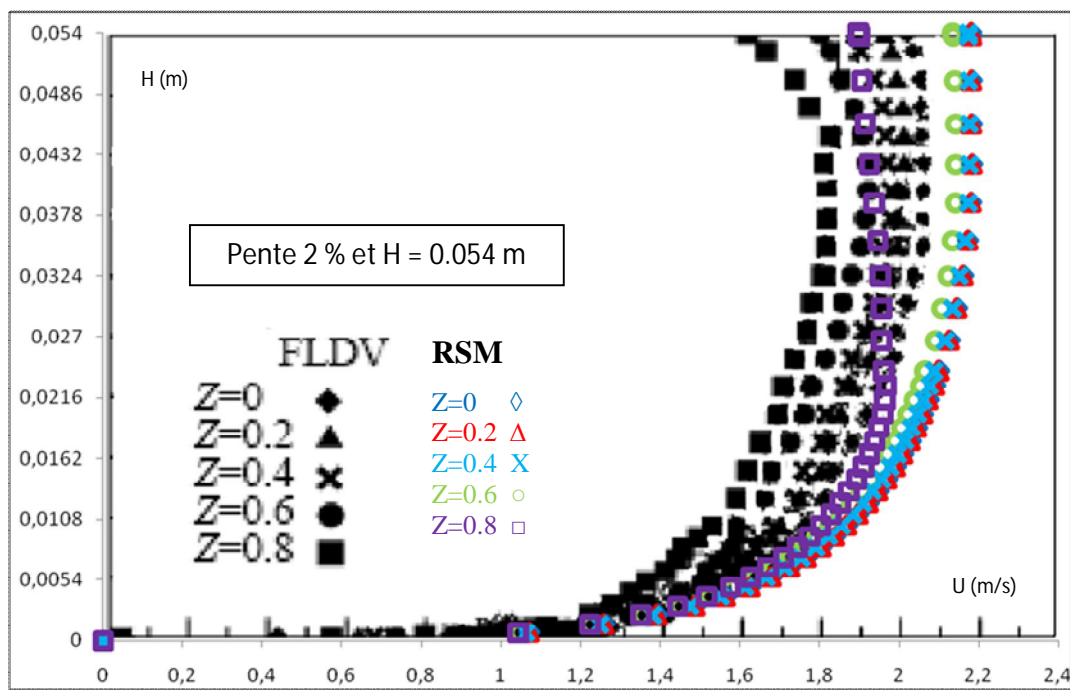


Figure 4.6 : Profils verticaux de la vitesse longitudinale au-dessus de la zone lisse pour S = 2 % et H = 0.054 m

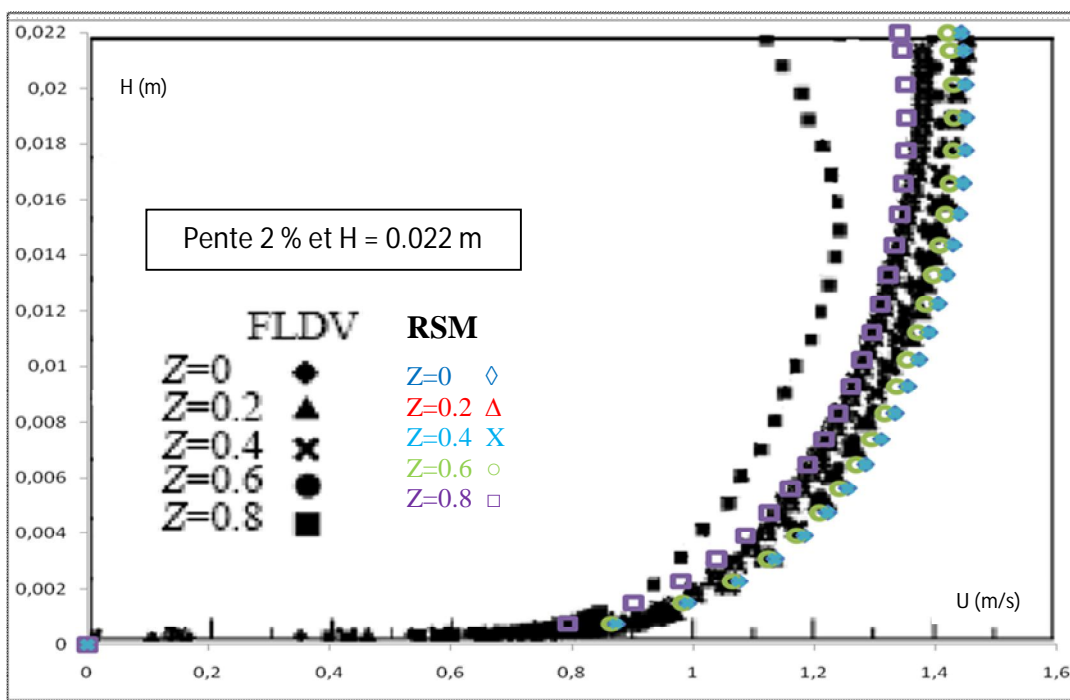


Figure 4.7 : Profils verticaux de la vitesse longitudinale au-dessus de la zone lisse pour S = 2 % et H = 0.022 m

A /profil de vitesse

Les profils de vitesses obtenues au centre du canal pour la majorité des cas simulés (figure 4.8 et 4.9), sont en accord avec le cas de (Jau Yau Lu, 2003). Les résultats sont moins précis en se dirigeant vers les parois latérales. Les figures (4.8) et (4.9), montrent qu'il y'a une importante variation de la vitesse à des distances $Z=0$, $Z=0.2$, $Z=0.4$, $Z=0.6$, $Z=0.8$ suivant l'axe z . Probablement cette variation est due à la présence d'un écoulement secondaire observé juste dans les coins du canal, ce qui rend la simulation de tel phénomène difficile. De nombreux travaux sont dirigés pour mieux présenté ce phénomène tel que le travail de Chouaib Labiod, 2005 qui a proposé d'autres constantes du modèle RSM.

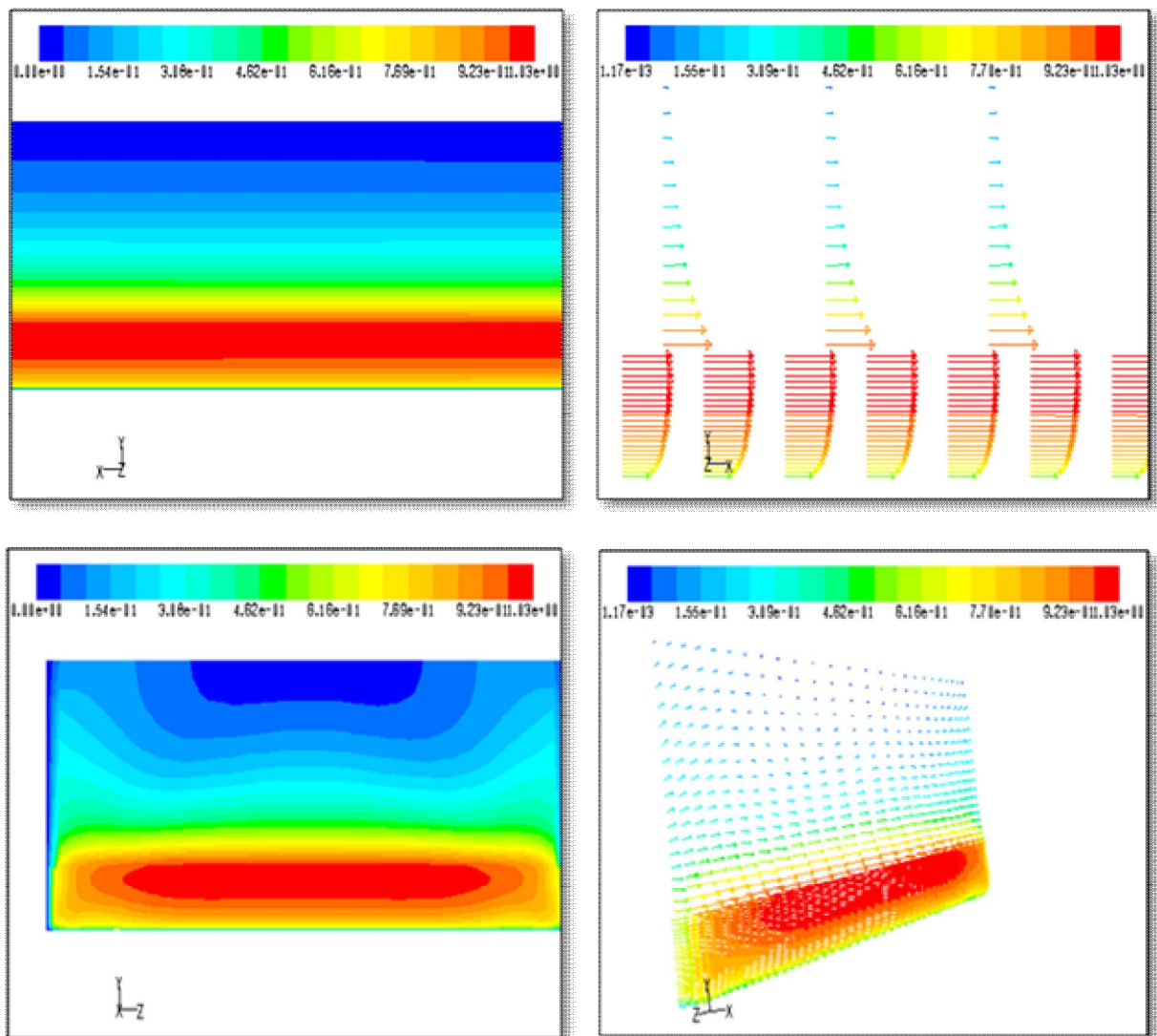


Figure 4.8 : Contour de vitesse longitudinale d'une section transversal du canal pour $S = 1\%$ et $H = 0.022\text{ m}$

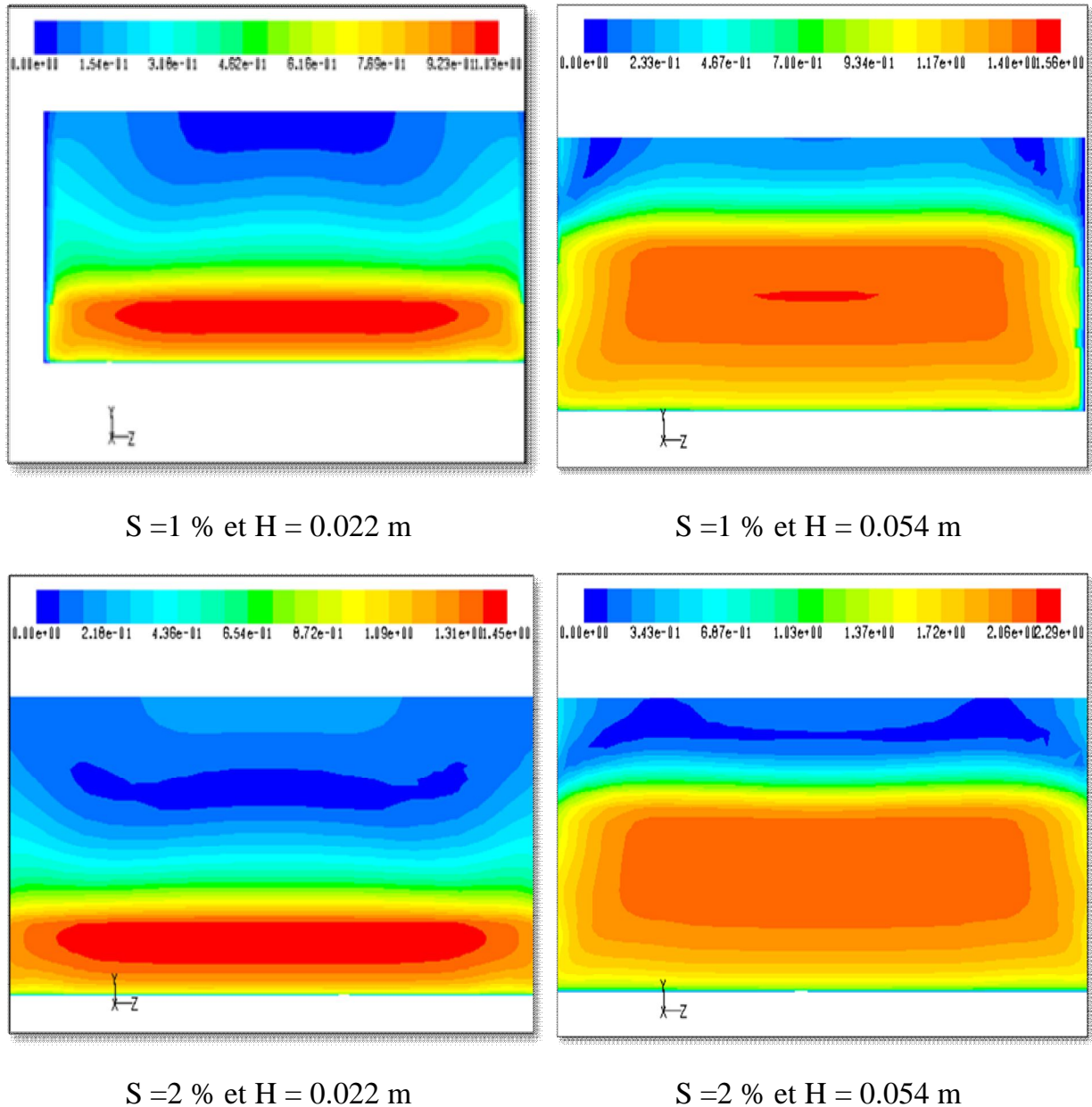
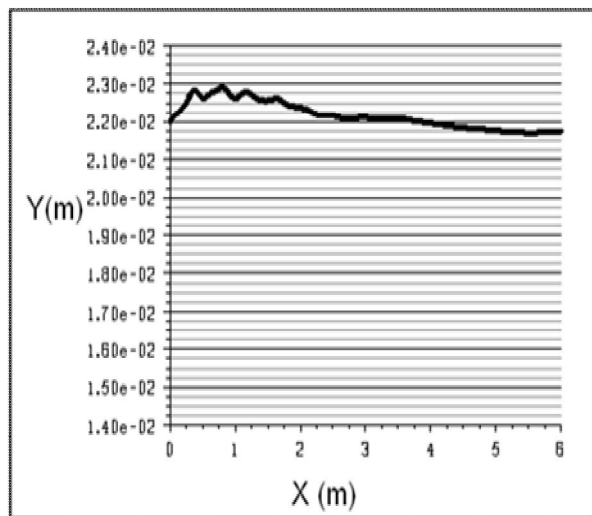


Figure 4.9 : Contour de vitesse longitudinale d'une section transversal du canal

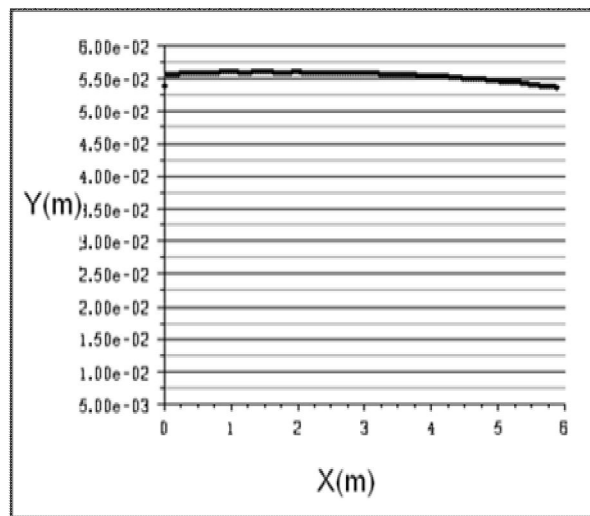
B/ Profil de la surface libre

Dans la figure (4.10) nous présentons les profils de la surface libre de l'écoulement sur un fond lisse pour les différents cas d'études, nous avons remarqué que l'intervalle de la variation de la lame d'eau est très petit sur le long du canal à cause du fond lisse du canal. On peut dire aussi que les simulations ont montrées l'obligation d'une longueur a l'entrée du canal pour que les profils de la surface libre

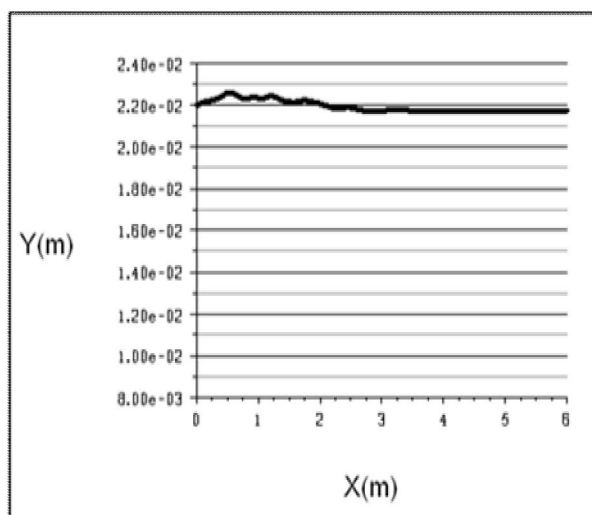
se stabilisent, cette longueur diminue avec l'augmentation de la lame d'eau écoulé. Généralement ces profils sont parallèles avec le fond du canal.



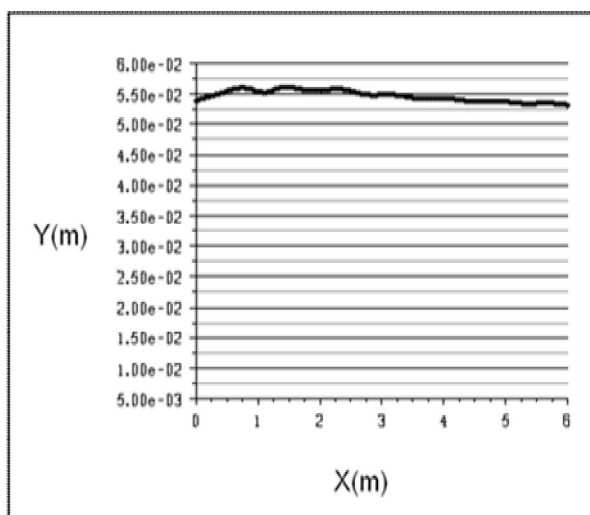
$S = 1 \%$ et $H = 0.022 \text{ m}$



$S = 1 \%$ et $H = 0.054 \text{ m}$



$S = 2 \%$ et $H = 0.022 \text{ m}$



$S = 2 \%$ et $H = 0.054 \text{ m}$

Figure 4.10 : Profil de la surface libre simulé

4.2.2. Influence de la rugosité sur la vitesse d'écoulement

4.2.2.1. Écoulement sur fond de rugosité homogène

Nous utilisons des données et des cas de figure similaires à ceux de l'étude expérimentale de Mr Chouaib Labiod, les études sont réalisées dans un canal ouvert de section rectangulaire, d'une longueur de 13.5m, de hauteur 0.2 m et de largeur 0.52 m.

La pente du canal varie entre 0 et 1%. Afin d'assurer la tranquillisation de l'écoulement dans la section de mesure située à 9.5 m de l'entrée, la partie amont du canal est précédée d'une cuve d'une capacité de 600 L. Cette dernière est équipée d'une grille en acier placée horizontalement en face du jet d'eau provenant de la conduite d'alimentation. Le jet frappe au centre de la grille où un disque de 20 cm de diamètre est collé. Ce système permet en fait d'amortir le jet d'eau et l'énergie de l'écoulement. Ensuite, un convergent monté à l'entrée du canal permet la tranquillisation et l'homogénéisation de l'écoulement dans le canal notamment dans la section de mesure. Le choix de la distance entre la section de mesure et l'entrée du canal est suffisant pour atteindre un régime pleinement développé dans la section de mesure (Ranga Raju *et al* 2000). Les axes ox ($x=0$ à l'entrée du canal) oy ($y=0$ au centre du canal) et oz ($z=0$ au plan passant par les sommets des éléments rugueux) représentent la direction longitudinale, transversale et verticale respectivement.

Les parois du canal sont en tôle, mais deux fenêtres en verre sont implantées sur les parois latérales pour permettre des mesures de vitesse au moyen d'un Anémomètre Laser Doppler. Dans le but de travailler en circuit fermé, une cuve de capacité de 3500 L est placée à l'aval du canal et reliée avec la cuve amont par une conduite de 125mm de diamètre intérieur. Le débit de l'eau est assuré par une pompe de puissance 3.5 KW et fournissant un débit maximal de 50 l/s. Le réglage du débit est contrôlé par une vanne montée sur la conduite d'alimentation. Pour les faibles débits et dans le but d'atténuer les vibrations au niveau de la vanne, un by-pass monté à 1m à l'aval de la pompe permet de verser une partie du débit directement dans la cuve aval. Un clapet situé à l'aval du canal permet d'ajuster le tirant d'eau afin d'obtenir le régime uniforme. La mesure du débit est assurée à l'aide d'un débitmètre électromagnétique. La position de la surface libre dans la section de mesure est prise à l'aide d'un cathétomètre dont la précision est de 1/100 mm et elle est mesurée par rapport au sommet des barrettes.

La zone d'expérience est située à 9.5 m de l'entrée du canal, dans une zone où l'écoulement est pleinement développé en moyenne, c'est-à-dire là où les profils de vitesse moyenne et des contraintes de Reynolds évoluent périodiquement suivant l'abscisse x , avec la longueur d'onde $l=9\text{cm}$ égale à la longueur d'un élément de rugosité. Les mesures de vitesse ont été effectuées au centre du canal dans quatre sections verticales S1, S2, S3, S4 (Figure 4.11) : la section S1 se situe au droit de l'extrémité aval d'une barrette, la section S2 au milieu de l'espace entre deux barrettes, la section S3 au droit de l'extrémité amont d'une barrette et la section S4 est située au milieu d'une barrette.

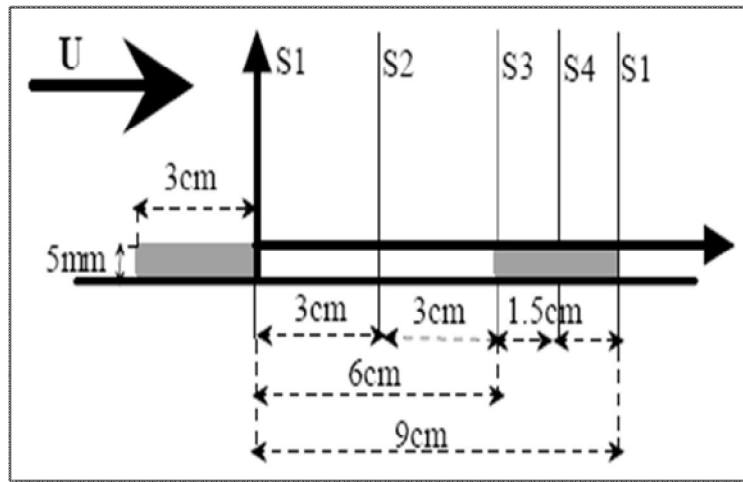


Figure 4.11 : Élément de rugosité et position des quatre sections de mesure

Le choix de la rugosité du fond s'est fixé sur des barrettes parallélépipédiques d'épaisseur 5 mm collées périodiquement suivant la direction longitudinale de l'écoulement. Chouaib Labiod a réalisé des expériences avec un mode d'implantation des barrettes sur le fond du canal (Figure 4.12) et ainsi la rugosité du fond est homogène.

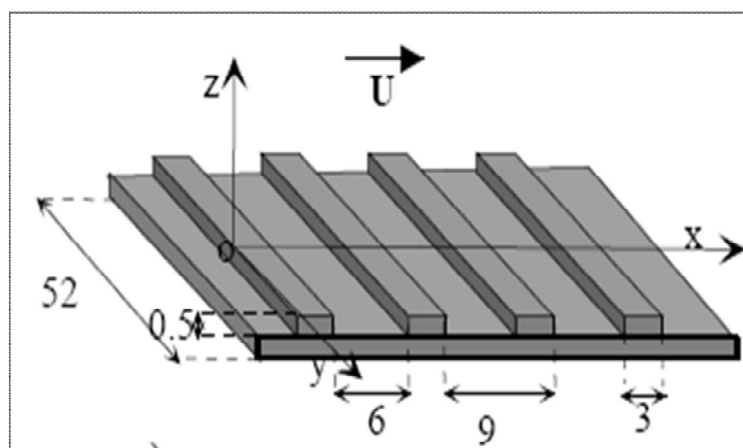


Figure 4.12: Géométrie des rugosités homogène utilisées (dimensions en cm)

On a tracé les graphes des profils verticaux de la vitesse moyenne U (m/s) en fonction de la hauteur d'eau Z (m) à des sections verticales S_1 S_2 S_3 et S_4 bien définie et on a visualisé l'influence de l'élément de rugosité sur les profils de vitesse d'écoulement et finalement on a validé nos résultats numériques par Fluent 6.3 avec des résultats expérimentaux de (Chouaib Labiod, 2005).

Dans la figure (4.13) nous présentons le maillage quadrilatéral utilisé. Le maillage est au fond du canal. Afin de s'assurer de l'indépendance des résultats au maillage on a opté pour trois cas de maillage jusqu'à atteindre des profils de vitesses identiques.

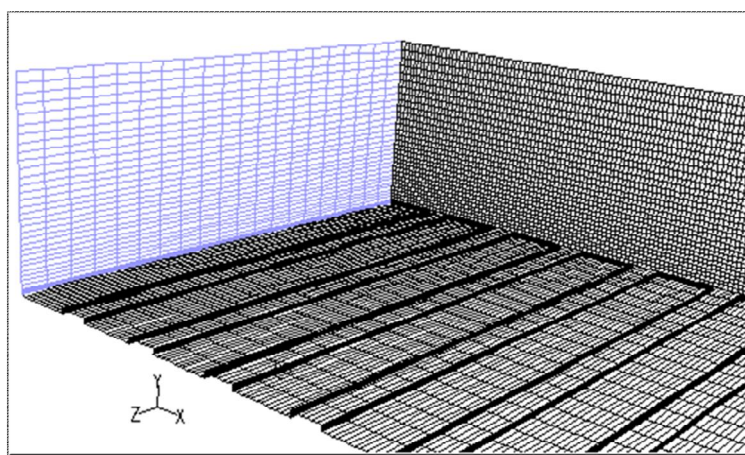


Figure 4.13 : Le maillage quadrilatéral du canal

Après la définition des paramètres de simulation et l'initialisation des calculs, on a jugé la convergence des calculs en se basant sur deux critères : Le premier critère est le déséquilibre en masse entre l'entrée et la sortie du canal qui doit être inférieur à 1%, et le deuxième c'est le critère des résidus qui doit être inférieur à 10^{-4} .

Dans la figure (4.14), nous présentons la convergence de la solution, nous avons fixé les conditions limites du canal (parois, débit d'entré, la pression de la sortie et symétrie) puis on a lancé les itérations jusqu'à la convergence de la solution.

On conclure que la convergence de la solution se fait rapidement à cause de la simplicité de la géométrie du canal.

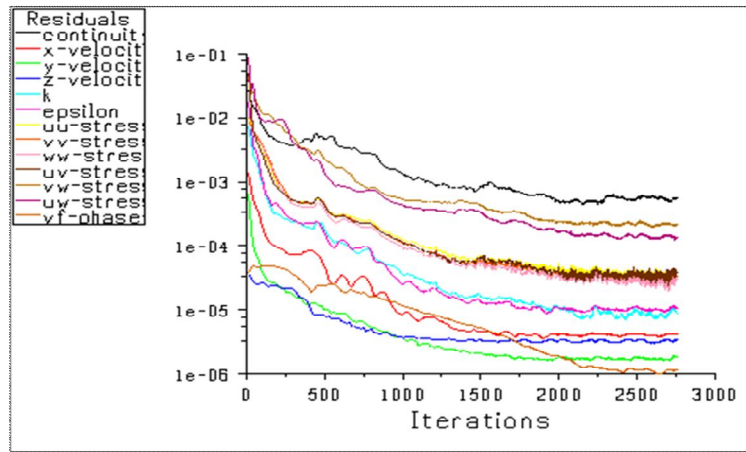


Figure 4.14 : La convergence de la solution

4.2.2.1.1 Caractéristiques de l’expérience

Pour notre simulation on a utilisé les conditions limites suivantes : à l’entrée du canal on a supposé un débit d’entré (*mass flow inlet*), à la sortie une pression de sortie (*pressure outlet*), sur le fond du canal on a utilisé la condition *Wall* avec condition de non glissement, sur le toit du canal symétrie (*symmetry*).

Nous basons dans ce cas de test sur un travail expérimental de (Chouaib Labiod, 2005). Le nombre de Reynolds, basé sur la vitesse d’entrée et la hauteur de la lame d’eau, les caractéristiques des différents paramètres de la simulation que nous avons employée à l’entrée sont représentées dans le tableau 4.2 :

Tableau 4.2 : caractéristiques physiques et conditions aux limites de la simulation pour une rugosité homogène.

	Lame d’eau h (m)	Rapport B/h	Nombre Froude Fr	Débit Q (m ³ /s)	Rayon hydraulique R _H (m)	Nombre Reynold s Re	Pente I (%)
Essai E0	0.08	6.5	0.41	0.015	0.061	88000	0.21

4.2.2.1.2 Comparaison entre les résultats du modèle numérique testé et expérimentaux

Dans cette expérience nous essayons de voir l'impact de la rugosité homogène sur la vitesse d'écoulement, pour une pente de 0.0021 et une lame d'eau de 0.08 m, les résultats sont regroupés dans la figure (4.15) à fin de visualiser les influences.

Sur la figure (4.15), on a tracé, les profils verticaux de la vitesse moyenne longitudinale, au-dessus d'un élément de la rugosité homogène. Compte tenu du nombre de verticales de mesures et pour une meilleure présentation des résultats, les profils au niveau de chaque zone, sont présentés sur des graphes. Nous notons également, sur ces profils, un enfoncement du maximum de vitesse au-dessous de la surface libre, dans les cas des sections S2, S3 et S4.

Ce comportement traduit un retardement de l'écoulement au voisinage de la surface libre et c'est une conséquence directe de la différence de vitesse entre les deux phases du fluide, ou la vitesse de l'air est considéré $1/3$ de la vitesse de l'eau à l'entrée du canal.

Dans la figure (4.15) nous avons remarqué l'influence de l'élément de la rugosité homogène au fond du canal sur les profils verticaux des vitesses moyennes d'écoulement par la variation de la forme des courbes de répartition de la vitesse, pour les différentes sections S1, S2, S3 et S4.

On s'appuie sur les résultats expérimentaux de (Chouaib Labiod, 2005), on a comparé les profils de la vitesse obtenue par la simulation numérique avec ces résultats expérimentaux. La figure (4.15) montre bien que les profils des vitesses simulées sont moins précis par rapport au résultat expérimental.

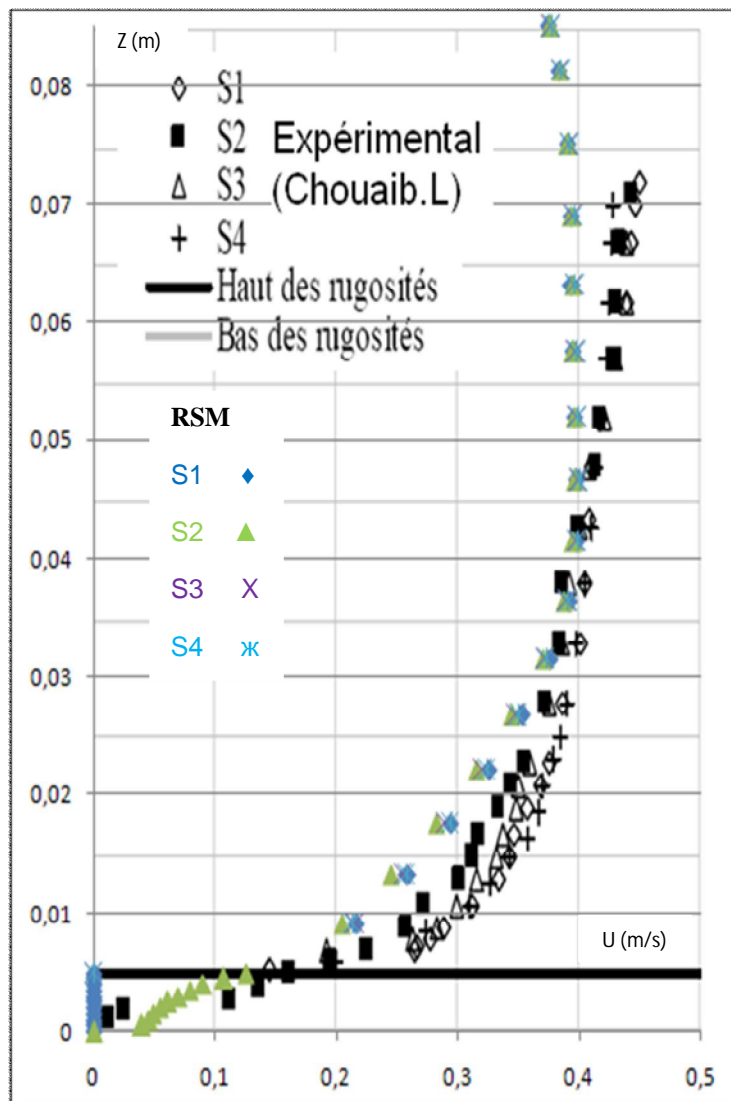


Figure 4.15 : Profils verticaux de la vitesse moyenne au-dessus d'un élément de la rugosité homogène

A/ profil de vitesse

Dans la figure (4.16) nous présentons le champ de vecteur de vitesse moyenne dans le plan de symétrie sur un fond de rugosité homogène, nous avons remarqué qu'il y'a des tourbillons des vecteurs de la vitesse au fond du canal, (au coin de la forme rectangulaire de la rugosité homogène) due au gradient de pression.

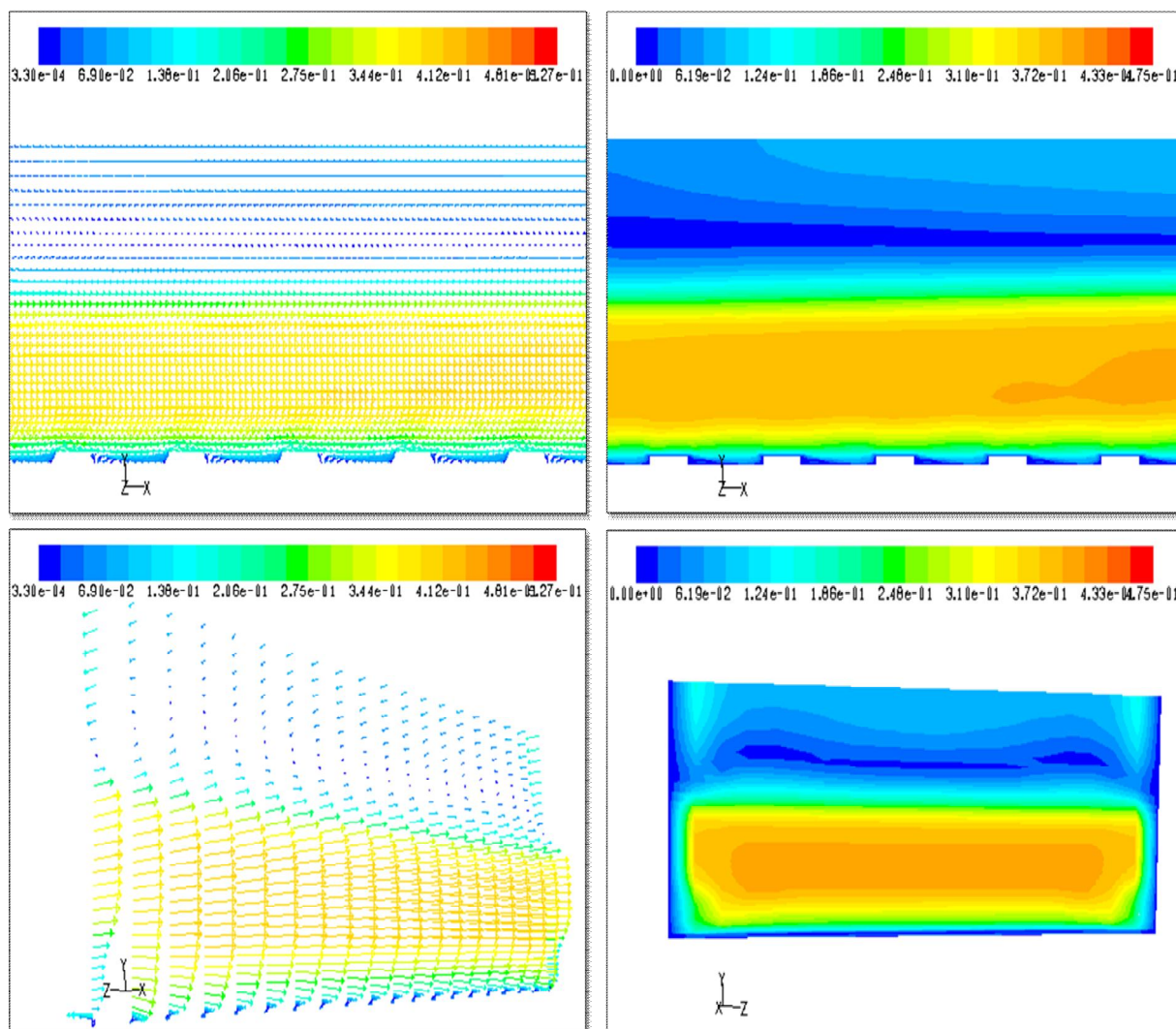


Figure 4.16 : champ de vecteur de vitesse moyenne dans le plan de symétrie sur un fond de rugosité homogène

B/ Profil de la surface

Par rapport à un canal de fond lisse, le profil de la surface libre observé dans le cas d'un canal à fond rugueux est perturbé figure (4.17). Pour ce qu'il s'agit de la longueur du canal pris dans notre simulation on remarque que le profil de la surface libre est stable après une longueur de 0,6 m à l'entrée du canal, ce qui nous a poussés à prendre en considération cette variante dans le choix de la section de comparaison, ou elle doit être après cette distance. Dans la figure (4.18) nous présentons les deux types de phases (l'eau et l'air) pour une pente 0.0021 et une lame d'eau de 0.08 m.

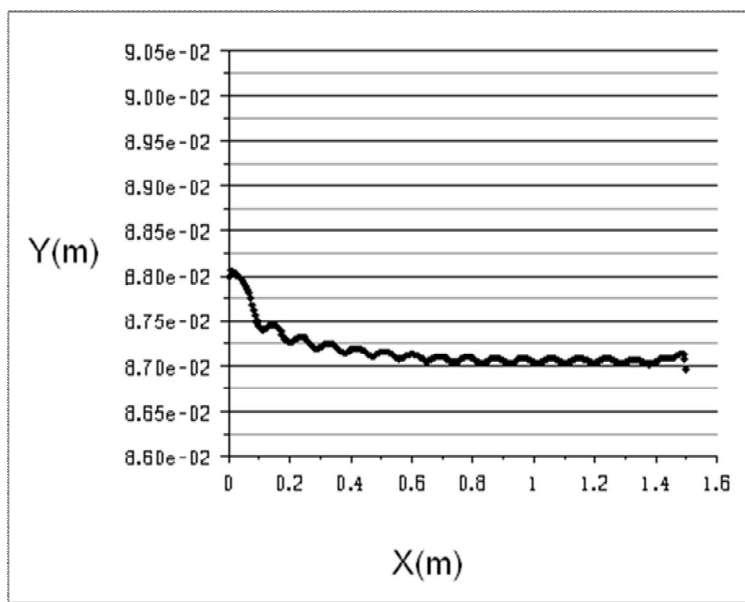


Figure 4.17 : La surface libre de l'écoulement sur un fond de rugosité homogène

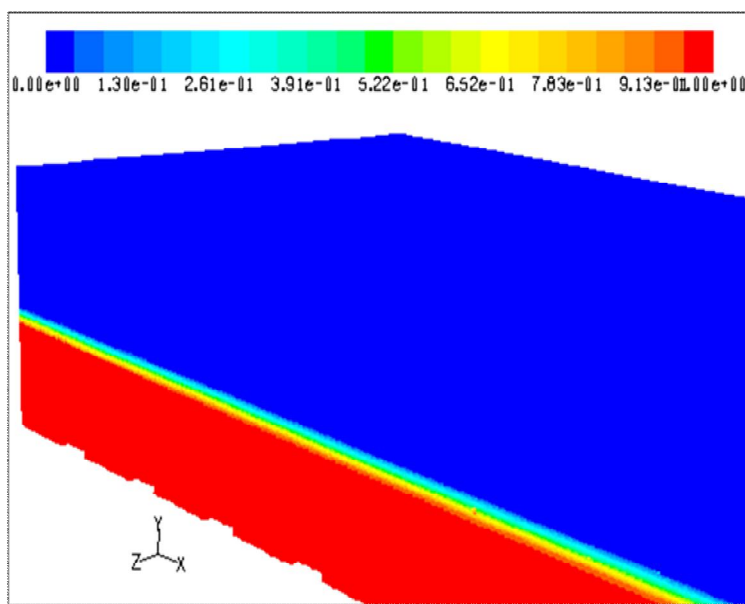


Figure 4.18 : La représentation des deux phases (eau et l'air)

4.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons validé et comparé les résultats obtenus par le code de calcul Fluent 6.3 que nous avons utilisé et les résultats obtenus dans le Laboratoire pour le premier cas les écoulements sur un fond lisse par Mr Jau Yau Lu et pour le deuxième cas les écoulements sur un fond de rugosité homogène par Mr Chouaib Labiod.

Nous avons comparé entre les formes des courbes de vitesse et nous avons remarqué l'influence de la pente du canal et de la rugosité du fond du canal sur la vitesse d'écoulement.

D'après les résultats obtenus nous avons remarqué que la pente du canal, la lame d'eau et la rugosité influencent sur la vitesse d'écoulement.

Les résultats présentés dans ce chapitre justifient l'utilisation du modèle RSM pour l'anisotropie de la turbulence, et le modèle V.O.F (volume of fluid) pour l'écoulement diphasique, associées aux calculs faits par le code Fluent, sur la prévision de l'étude d'un canal ouvert à surface libre.

La comparaison entre les résultats au laboratoire et par simulation donne un écart de différence à cause des erreurs des appareils de mesure au laboratoire, des fausses lectures des mesures, ou par outil d'informatique (Fluent).

Les résultats des simulations numériques que nous venons de présenter soulignent l'intérêt de nos expériences pour tester des modèles de génération des écoulements secondaires dans des écoulements à surface libre. Certes, des améliorations doivent être apportées, mais les résultats donnés par le modèle RSM sont d'ores et déjà rassurants et encourageants.

Conclusion générale

Le but de notre étude consiste de définir les changements de la vitesse d'écoulement et sa répartition dans le canal, aux modifications de la pente, la rugosité et la lame d'eau.

Pour parvenir au bout de notre travail, nous avons commencé par un rappel théorique sur la turbulence et la classification des écoulements, suivi par une revue de littérature sur les travaux adaptés à l'écoulement à surface libre, puis on a traduit le choix de la méthode de résolution et mise en place un code du calcul pour simuler notre écoulement et finalement nous avons présenté les résultats et leurs interprétations.

Nous sommes basé sur l'étude numérique d'un écoulement à surface libre turbulent sans transfert ni diffusion ni interaction entre les deux phases qui sont l'eau et l'air, on a considéré un écoulement tridimensionnel d'un fluide newtonien homogène incompressible.

La formulation mathématique de ce type d'écoulement est déduite de l'écriture des lois de conservation de la masse et de quantité de mouvement.

On à choisi le modèle VOF qui peut modeler deux fluides ou plus, pour sa simplicité et son temps relativement court d'itérations par rapport aux autres modèles multiphasiques.

On a adopté le modèle RSM capable de restituer l'anisotropie de la turbulence et son amplification près de la paroi et de la surface libre. Le model de turbulence des contraintes de Reynolds (RSM) est le meilleur choix pour la simulation des écoulements complexes.

Les mesures de Jau Yau Lu, Chouaib Labiod et nos simulation, montre qu'il simule l'évolution transversale des profils verticaux des vitesses moyennes ainsi que la structure des écoulements secondaires.

Nous avons utilisé le code du calcul FLUENT version 6.3 pour faire nos calculs.

Nous avons validé nos résultats de simulation en 3D avec les données expérimentales réalisées par Mr Jau Yau Lu au laboratoire pour le cas d'un écoulement sur fond lisse et par Mr Chouaib Labiod dans le cas d'un écoulement sur fond de rugosité, en modifiant la pente, la rugosité et la hauteur d'eau.

Finalement nous avons comparé la différence entre les formes des courbes des profils verticaux de la vitesse longitudinale pour différentes cas et on voit l'influence de celle-ci sur la vitesse d'écoulement.

BIBLIOGRAPHIE

Azil.F, (2004), « Etude des paramètres climatiques, sous serres chauffées en présence de la plante », thèse de magister, université de Batna.

Bardiaux j.b, Vazquez .j, Mose.r, (2006) « Estimation de la distribution tridimensionnelle des vitesses dans les canaux a surface libre », journées doctorales en hydrologie urbain, Nantes.

Benabid .A, (2009), « Contribution à l'étude des écoulements permanents graduellement variés en canal prismatique », thèse de magister, université de Batna.

Boudiaf .H, (2009), « Contribution à l'étude d'un écoulement turbulent homogène et isotrope dans les canaux à surface libre » thèse de magister, université de Batna.

Buil .N, (1999), « Modélisation 3D du transport de polluants », thèse de doctorat, institut de Lyon.

Chang .P, (2008), « Modélisation des écoulements turbulents à surface libre par éléments finis de frontière » ; thèse de doctorat, université de Québec.

David .H, (2006), « Modélisation des écoulements turbulents à surface libre dans un canal rectangulaire », thèse de master, université de Québec.

Deissler .R.G, (1976), « Derivation of the Navier-Stokes equation [for teachers] », American Journal of Physics, vol. 44, No. II, page [1128-1130].

Devriend. H.J, Zyserman . J, Nicholson .J, Roelvink .J.A., Péchon .P, Southgate. H.N, (1993), « Medium-term 2DH coastal modeling, Coastal Engineering », page [193-224].

Deryl .O, Snyder. C, Greg .J (2001), « Boundary Layer Growth, Basic Tutorial », Tutorial: #1, Brigham Young University Provo, UT 84602

Demuren .A and Rodi .W(1984) , «Calculation of turbulence-driven secondary motion in noncircular ducts », Journal of Fluid Mechanics, page [189-222].

Fakheri .A, (2000), « tutorial to Fluent », tutorial, université de Bradley USA.

Gartling .D. K et Reddy. J. N, (2001), « The Finite Element Method in Heat Transfer and Fluid Dynamics », CRC Press, Technology & Industrial Arts, page [469], Lyon.

Gabriel Petit. M, (2005) , « Contrôle de décollement par fente pulsée et générateurs de vortex fluide », Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse.

Ghanmi .A ,Robert .J. L and Khelifi .M (1997), « Three-dimensional finite element model to simulate secondary flows : development and validation », Journal of Hydraulic Research , IAHR, page [291-300].

Gislain .L. K, (2004), « Expérimentations et modélisations tridimensionnelles de l'hydrodynamique et de la séparation particulière dans les déversoirs d'orage », Thèse Doctorat, Université louis Pasteur-Strasbourg.

Graf .W.H, (1998), « Hydrodynamique vol. 14 », École polytechnique de Lausanne, Presses polytechniques et universitaires Romandes, 2ième Ed, page [481].

Haioun .A, (2008), « Influence de la rugosité sur les écoulements instationnaires à surface libre », thèse de magister, université de Batna.

Hamami.A, (2005) « simulation de l'écoulement dans un mini canal », thèse de magister, université de Batna.

Hassinet .L, (2008), « Etude d'un écoulement laminaire dans un mini canal par la méthode des volumes finis », thèse de magister, université de Batna.

Hinze .J. O, (1975), « Experimental investigation on secondary currents in the turbulent flow through a straight conduit », Appl. Sci. Res, 28, page [453-465].

Jau-Yau Lu et Al, (2003), « Measurement and simulation of turbulent flow in a steep open-channel with smooth boundary », Journal of the Chinese Institute of Engineers, Vol. 26, No. 2, page [201-210].

Jonathan .W, (2006), « Modélisation 3D des écoulements turbulents à surface libre en canal rectangulaire », mémoire de l'ingénieur, Ecole nationale du génie de l'eau et de l'environnement de Strasbourg.

Launder .B. E, Reece .G.J and Rodi .W (1975), « Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure », Journal of Fluid Mechanics, 63(3), page [537-566].

Labiod .C (2005), « Écoulement a surface libre sur fond de rugosité inhomogène », thèse de doctorat de l'institut national polytechnique de Toulouse.

Liu .W, Hsu .M, Kuo .A.Y, (2002), « Modelling of hydrodynamics and cohesive sediment transport in Tanshui River estuarine system », Marine Pollution Bulletin, 44, page [1076-1088], Taiwan.

Meraihi .F, (2009), « Etude d'un écoulement instationnaire a l'aval des ouvrages hydrauliques et son influence sur les lits des canaux », thèse de magister, université de Batna.

Molls .T et Chaudhry .M.H, (1995), « Depth-averaged open-channel flow », model, J. Hydraul. Eng, Vol.121, No. 6, page [453-465].

Murphy .J.D, (1988), « Turbulence modelling Encyclopedia of fluid Mechanics», N. Chermisinoff .Ed, Gulf Publishing, Houston, Texas, 6, page [1131-1151].

Michel Carlier (2000), livre « Hydraulique générale et appliquée », 2ième Ed page [223-234].

Naimi .M and Gessner .F. B.(1995), « A Calculation method for developing turbulent flow in rectangular ducts of arbitrary aspect ratio », Journal of Fluids Engineering, ASME, 117(6), page [249-258].

Naimi .M and Gessner .F. B.(1997), « Calculation of fully-developed turbulent flow in rectangular ducts with non-uniform wall roughness », Journal of Fluids Engineering, ASME, 119(9), page [550-558].

Nezu .I (2005), « Open-Channel flow Turbulence and its research Prospect in the 21 st Century », J. Hydraul. Eng., Forum April, page [229-246].

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

Nezu .I and Rodi (1985), « Experimental study on secondary currents in open channel flow », *21st IAHR Congress*, Melbourne, Australia, page [115-119].

Patankar .S.V. (1980), « Numerical Heat Transfer and Fluid Flow », Hemisphere, Washington, DC.

Piquet.J (1983), « La turbulence et sa modélisation », cours de l'institut ENSTA, France.

Pierre-Louis Violette , Jean-Paul Chabard « Mécanique des fluides appliquée » , livre , 2^e édition, de l'école nationale des Ponts et Chaussées, Paris.

Quamrul .M , (2001), « investigate erosion in a u-bend » , tutorial, University of Michigan-Flint, USA.

Rogallo .R.S, (1981), « Numerical experiments in homogenous turbulence » , NASA-TM-81315, USA.

Shames .H, Irving, (2003), « Fluid Mechanics », livre, McGraw-Hill Book Co. 4th Edition, page [814].

Sugiyama .H, Akiyama .M and Serizawa .T.(1991), « Numerical analysis of developing flow in a square duct using Reynolds stress model », Proceedings of the ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference, 3, page [159-165].

Terzuoli.F, Galassi.M.C, Mazzini.D, and Auria.F.D, « CFD Code Validation against Stratified Air-Water Flow Experimental Data », Hindawi Publishing Corporation Science and Technology of Nuclear Installations ,Volume 2008, Article ID 434212, 7 page [10-55].

Tominaga .A, Nezu .I, Ezaki .K and Nakagawa .H(1989), « Three-dimensional turbulent structure in straight open channel flows », Journal of Hydraulic Research, IAHR, 27(1), page [149-173].

Thierry Faug (2004), « Simulation sur modèle réduit de l'influence d'un obstacle sur un écoulement à surface libre », thèse de doctorat, Université JOSEPH FOURIER, Grenoble.

Versteeg .H.K and Malalasekera .W, (1995), « An Introduction to Computational Fluid Dynamics », Journal of Longman Scientific and Technical, London.

Wang .Z .Q, Cheng .N.S, Chiew .Y.M and Chen X. W.(2003), « Secondary flows in open channel with smooth and rough bed strips », XXX IAHR Congress, Thessaloniki, Greece, 1, page [111-118].

Walide Jaafar, (2006), « Etude de champs de vitesse dans les effluents des réseaux d'assainissement », thèse de doctorat, université de Louis Pasteur-Strasbourg.

Walter H. Graf (2000), « écoulement et phénomènes de transport dans les canaux à géométrie simple », livre Hydraulique Fluviale, 2eme édition, page [50-60].

Xiaojing Sun, (2008), « Numerical and Experimental Investigation of Tidal Current Energy Extraction », thèse de doctorat, University of Edinburgh, Ireland.

Zaouali. Sahbi, (2008), « structure et modélisation d'écoulements à surface libre dans des canaux de rugosité inhomogène », thèse de doctorat de l'institut national polytechnique de Toulouse.