REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur
et de la Recherche Scientifique

Université Hadj Lakhdar –Batna

Institut de Génie Civil, d'Hydraulique et d'Architecture

Département : hydraulique

Mémoire de Magister en hydraulique

Option : hydraulique numérique et environnement

Présenté par
BOUDELLIOUA ABDELHALIM
Pour obtenir le diplôme de Magister en hydraulique

Sur la structure et les caractéristiques hydrauliques du mouvement hydrodynamique dans les réservoirs

---

Sous la direction de Dr : FOURAR ALI.
Mémoire soutenu le:03 /06/2012

Devant le jury composé de :

Jury	Grade	Affiliation	Qualité
MR A.BOUDOUKHA	P.R	Université de BATNA	Président
MR A.FOURAR	M.C	Université de BATNA	Rapporteur
MR A.KADID	M.C	Université de BATNA	Examinateur
MR A.BENKHALED	M.C	Université de BISKRA	Examinateur

Dédicaces

« Je dédie ce modeste travail :

à toute ma famille, mon père, ma mère, mes frères et sœurs, à tous mes amis et proches et à tous personnes ayant contribués à ce travail de près ou de loin. »

Remerciements

« Tout d'abord Je remercie Dieu tout puissant qui m'a donné le courage, la volonté et la patience pour achever ce travail.

Je remercie en second mes parents, qui ont sacrifiés leur vie pour notre bien.

En fin, j'adresse mes sincères remerciements, reconnaissances et gratitudes à tous mes enseignants, et en particulier le directeur de ce mémoire Dr.Fourar Ali, pour ses précieux conseils, et sa disponibilité.

Je tiens aussi à remercier également le président et les membres de jury d'avoir accepter d'examiner mon travail. »

Résumé

La présente étude décrite la simulation du phénomène d'un écoulement turbulent homogène instationnaire et le transport solide dans les réservoirs. La méthode des volumes finis est utilisée pour résoudre les équations de transport régissant les équations de quantité de mouvement, d'énergie cinétique, de dissipation et en dépistant la fraction de volume de chacun des fluides dans tout le domaine. Les résultats numérique sont obtenus par deux modèles, le modèle multiphasique eulérienne et le modèle k - ε pour la turbulence, notons ici que nous avant utilisé le code da calcul FLUENT pour faire notre calcul.

Mots clés : processus hydrodynamique - les réservoirs - hydrodynamique – la turbulence - fluent - modélisation numérique.

Abstract

The present described study the simulation of the phenomenon of homogeneous and unsteady turbulent flow and sediment transport in the thanks. The method of finished volumes is used to solve the transport equations governing the equations of momentum, kinetic energy, dissipation, and that of the volume fraction. The results numerical are obtained by two models, eulérienne for the free-surface and the model k - ε for turbulence, note here that us before used the code FLUENT to make our calculation.

Key words: hydrodynamic processes - thanks - hydrodynamics - turbulence – fluent- physical model.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE 01

CHAPITRE I : THEORIE DE L'HYDRODYNAMIQUE

I . 1. Introduction 02

I . 2. Définition 02

I.3. Lois de conservation.....02

I.3.1. Généralité 02

I.3.2. L'équation de continuité 03

I.3.3 Bilan de quantité de mouvement 03

I.3.3.1. Tenseur des contraintes 03

I.3.3.2. Théorie de quantité de mouvement 05

I.3.3.2. Equation de NAVIER -STOKES 06

I.3.4 Bilan d'énergie.....07

I.3.4.1. Théorème de l'énergie.....07

I.3.4.2. Théorème de BERNOULLI.....07

I.4. l'hydrodynamique sur l'écoulement diphasique.....08

I.4 .1 Bilan de masse.....08

1-4-2 Bilan de quantité de mouvement..... 09

1-4-3 Bilan d'énergie totale..... 10

CHAPITRE II : THEORIE DE L'HYDRODYNAMIQUE REELLE

II.1.Définition..... 11

II.2 .Régime d'écoulement 11

II.3 .Les écoulements turbulents.....12

II.3.1.Coefficient de corrélation 13

II.4.Les propriétés caractéristiques de la turbulence..... 14

II.5. Les équations générales des écoulements turbulents..... 16

II.5.1. Définition..... 16

II.5.2. les équations générales des écoulements turbulents..... 17

II.5.2.1 l'équation de continuité 17

II.5.2.2. l équations de la quantité de mouvement 17

CHAPITRE III : HYDRODYNAMIQUE DES ECOULEMENTS DANS LES RESERVOIRS

III . 1. Introduction 19

III . 2. Nature des apports solides 20

III.3. Mouvement des matériaux solides dans une retenue 21

III.3.1. Effet du vent 22

III.3.2. Contribution de la rivière 23

III.4.Structure et caractéristiques hydrauliques des mouvements des masses de l'eau dans les barrages.....26

III .4. 1. Quelques aspects spécifiques de l'hydraulique des réservoirs.....26

III -4-2.Evaluation des pertes d'énergie et des coefficients de résistance hydrauliques des écoulements dans les réservoirs..... 27

III -5.Conclusion..... 30

CHAPITRE IV : MODELISATION NUMERIQUE DES ECOULEMENTS DANS LES RESERVOIRS

IV.1 Introduction..... 31

IV.2 ECOULEMENT..... 31

IV.2 .1 Introduction..... 31

IV.3. Modélisation de la turbulence 31

IV.3. 1.Caractéristiques d'un écoulement turbulent 31

IV.3. 2 .Equations de Reynolds 32

IV.3. 3. Modèle de la longueur de mélange..... 33

IV.3. 4 .Modèle k-ε..... ...34

IV.3. 5 .Modèle des contraintes de Reynolds (RSM) 35

IV.4 Méthode des volumes finis..... 35

IV.4. 1.Maillage..... 36

IV.4. 2. Discrétisation des équations aux dérivées partielles..... 36

IV.4. 3 . Discrétisation spatiale..... 36

IV.4. 4. Discrétisation temporelle..... 37

IV.4. 5 .Schéma d'interpolation de la pression..... 38

IV.4. 6. Conditions aux limites..... 38

IV.4. 6. 1.Condition limite en entrée 38

IV.4. 6.2. Condition limite en sortie..... 39

IV.4. 6 .3.Condition limite de paroi..... 39

IV.4.7. Algorithme de résolution..... 40

IV.4.8. Résidus des équations..... 41

IV.4.9 Coefficients de sous relaxation..... 42
IV.4.10 .Conclusion 42
IV.5- Transports solides..... 43
IV.5-1. Introduction..... 43
IV.5- 2.Approche euléro-eulérienne..... 43
IV.5- 3.Approche euléro-lagrangienne..... 43
IV.5-4. Equation du mouvement..... 43
IV.5-5. Prise en compte de la turbulence..... 45
IV.5- 6. Dispersion turbulente..... 45
IV.5- 7.Un enchevêtrement de tourbillons..... 47
IV.5- 8 .Modèle du tourbillon caractéristique..... 48
IV.5- 9 .Equations prises en compte par le code de calcul..... 49
IV.5- 10 .Intégration de la trajectoire..... 50
IV.5- 11. Schéma analytique..... 51
IV.5- 12 .Schémas numériques..... 51
IV.5- 13 .Paramètres du suivi particulaire..... 52
IV.5-14. Conditions aux limites..... 52
IV.5-14.1 Entrée..... 52
IV.5-14.2 Sortie..... 53
IV.5-14.3 Condition limite sur le fond et les murs..... 53
IV.5-15.Conclusion..... 53

CHAPITRE V : RESULTAT S ET INTERPETATION

V.1. Procédé de calcul..... 54
V.1 -1. Introduction..... 54
V.1 -2.Géométrie et paramètres de l'écoulement..... 54
V. 1.3.Construction du maillage..... 54
V.1.4. Présentation du maillage par « GAMBIT » ..... .55
V. 1.5. Convergence Des Calculs..... .56
V. 2. La description des caractéristiques de l'écoulement..... 56
V.2.1. Les champs et les profils des vitesses..... 56
V.2.2 Les champs et les profils des pressions..... .69
V.2.3 Les champs de turbulence..... .80
V.3. conclusion..... .81

CONCLUSION GENERALE

BIBLIOGRAPHIE

Nomenclature

Paramètres sans dimension

Symboles	Dénominations
k	Indice de phase
$I.$	L'intensité de turbulence
$R_u.$	Le coefficient de corrélations
R_e	Le nombre de Reynolds
λ	Le coefficient de résistance hydraulique
a	Le coefficient dépendant de la forme de la section
ε	Le taux de dissipation
C_μ	Le constante du modèle **k-ε**
Γ_Φ	Le coefficient de diffusion du scalaire Φ
a_P	Le coefficient du centre de la maille
F_D	L'inverse du temps de relaxation
C_D	Le coefficient de traînée
R_L	La fonction d'autocorrélation lagrangienne
T_L	L'échelle de temps lagrangienne
Y_d	la fraction massique

Lettres latines

Symboles	Dénominations	Unités
P	Pression	Pa
T	Température	k
$\overrightarrow{V}$	Volume	m^3
$\overrightarrow{F}$	L'effort	N
$\overline{\overline{T}}$	Le tenseur des contraintes	N/m^2
u,v,w	Composantes de la vitesse	$m.s^{-1}$
u', v', w'	Composantes de la vitesse fluctuante	$m.s^{-1}$
$\overline{u};\overline{v};\overline{w}$	Composantes de la vitesse moyenne	$m.s^{-1}$
g	L'accélération de la pesanteur	$m.s^{-2}$
W_{int}	Puissance des forces intérieures	w
$\dot{}$	Le débit massique de la phase *k*	N/m^3
S	Abscisse curviligne.	m
R	Rayon de courbure de l'interface en un point donné	m

D	Diamètre	m
$\vec{\rightarrow}$	Composante tangentielle des vitesses	$m.s^{-1}$
v_δ	La vitesse à la frontière de la couche du fond	$m.s^{-1}$
C	La vitesse la vitesse de la vague	$m.s^{-1}$
H	La hauteur	m
h_w	La perte de charge	m
l	La longueur du tronçon	m
l_m	La longueur de mélange	m
k	L'énergie cinétique turbulente par unité de masse	j /kg
r	Rayon	m
v_*	La vitesse dynamique	$m.s^{-1}$
t_{cross}	le durée du traversée	s
t_e	le durée du vie	s
L_e	la taille caractéristique des tourbillons	m

Lettres grecques

Symboles	**Dénomination**	**Unités**
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Les dimensions élémentaires	m
μ	Viscosité dynamique	Pa.s
μ_t	Viscosité turbulente dynamique	Pa.s
δ	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
ρ	masse volumique	$kg.m^{-3}$
τ	contrainte pariétale	Pa
Φ	Fonction de dissipation	w /m^3
σ	contrainte normale	Pa
$_1$	tension superficielle	Pa
λ	longueur d'onde	m
γ	poids volumique	$kg.m^{-3}$
Γ	La diffusivité	$m^2.s^{-1}$

Liste des figures

Figure1.1. ***Contraintes normale et tangentielle*** **..... 04**

Figure1.2. ***le volume matériel*** **..... 08**

Figure2.1. ***Ecoulement au voisinage de la paroi.*** **.....11**

Figure2.2. ***Fluctuation de la vitesse en fonction du temps*** **..... .....12**

Figure2.3. ***Corrélation spatiale pour les fluctuations de même nature*** **..... 14**

Figure2.4. ***Evolution de la vitesse dans un écoulement turbulent*** **..... 15**

Figure2.5. ***visualisation par illumination laser d'un jet turbulent*** **..... 16**

Figure3.1 ***Mécanismes de distribution et les types de sédiments*** **..... 24**

Figure 4.1. ***Les deux approches de traitement pour la zone proche d'une paroi.*** **.....39**

Figure 4.2. ***Les trois zones de vitesse près d'une paroi. D'après Fluent (2002).*** **.....40**

Figure 4.3. ***L'algorithme SIMPLE. D'après Fluent (2002).*** **.....41**

Figure 4.4. ***Bilan de forces sur une particule dans un écoulement fluide.*** **.....44**

Figure 4.5. ***Le mouvement de particules dans un écoulement turbulent.*** **.....45**

Figure 4.6. ***Fonctions lagrangiennes d'autocorrélation exponentielle et idéalisée.*** **.....46**

Figure 4.7. ***La particule dans la succession de tourbillons.*** **.....49**

Figure 4.8. ***Ajustement de Rosin-Rammler d'une courbe granulométrique.*** **.....52**

Figure 4.9. ***Les conditions aux limites reflect et trap.*** **.....53**

Figure 5. 1. ***La géométrie de réservoir*** **.....54**

Figure 5.2. ***Maillage du surface*** **.....55**

Figure 5.3. ***Courbe des résidus*** **.....56**

Figure 5- 4: Champ de vitesses de l'eau (m/s) calculé en 2D **.....57**

Figure 5- 5: Champ de vitesses de l'eau en direction x (m/s) calculé en 2D **.....57**

Figure 5- 6: Champ de vitesses de l'eau calculé en 2D après4s **.....58**

Figure 5- 7: Champ de vitesses de l'eau m/s) en direction x calculé en 2D après4s **.....58**

Figure 5- 8: Champ de vitesses de l'eau calculé en 2D après10s **.....59**

Figure 5- 9: Champ de vitesses de l'eau (m/s) en direction x calculé en 2D après10s **.....59**

Figure 5- 10: Champ de vitesses du sable (m/s) calculé en 2D **.....60**

Figure 5- 11: Champ de vitesses du sable en direction x (m/s) calculé en 2D **.....60**

Figure 5- 12: Champ de vitesses du sable (m/s) calculé en 2D après4s **.....61**

Figure 5- 13: Champ de vitesses du sable en direction x (m/s) calculé en 2D après4s **.....61**

Figure 5- 14: Champ de vitesses du sable (m/s) calculé en 2D après10s **.....62**

Figure 5- 15: Champ de vitesses du sable en direction x (m/s) calculé en 2D après10s **.....62**

Figure 5- 16 : vecteurs de vitesses de l'eau (m/s) calculé en 2D X=4m, X=6m, X=8m, X=15m, X=18m, X=20m, X=25m, X=28m **.....63**

Figure 5- 17: vecteurs de vitesses de l'eau (m/s) calculé en 2D après10s X=4m, X=6m, X=8m, X=15m, X=18m, X=20m, X=25m, X=28m **.....63**

Figure 5- 18 : vecteurs de vitesses du sable (m/s) calculé en 2D X=4m, X=6m, X=8m, X=15m, X=18m, X=20m, X=25m, X=28m…. **.....64**

Figure 5- 19 : vecteurs de vitesses du sable (m/s) calculé en 2D après10s X=4m, X=6m, X=8m,

X=15m, X=18m, X=20m, X=25m, X=28m.....64
Figure 5- 20: profils de vitesses de l'eau (m/s) calculé en 2D.....65
Figure 5- 21: profils de vitesses de l'eau en direction x (m/s) calculé en 2D.....65
Figure 5- 22: profils de vitesses de l'eau calculé en 2D après4s.....66
Figure 5- 23: profils de vitesses de l'eau calculé en 2D après10s.....66
Figure 5- 24: profils de vitesses du sable (m/s) calculé en 2D.....67
Figure 5- 25: profils de vitesses du sable en direction x (m/s) calculé en 2D.....67
Figure 5- 26: profils de vitesses du sable calculé en 2D après4s.....68
Figure 5- 27: profils de vitesses du sable calculé en 2D après10s.....68
Figure 5- 28: Champ de Pression du sable calculé en 2D.....69
Figure 5- 29: Champ de Pression du sable calculé en 2D après4s.....70
Figure 5- 30: Champ de Pression du sable calculé en 2D après10s.....70
Figure 5- 31: Champ de Pression de l'eau calculé en 2D.....71
Figure 5- 32: Champ de Pression de l'eau calculé en 2D après4s.....71
Figure 5- 33: Champ de Pression de l'eau calculé en 2D après10s.....72
Figure 5- 34: Champ de Pression de l'eau et du sable calculé en 2D.....72
Figure 5- 35: Champ de Pression de l'eau et du sable calculé en 2D après4s.....73
Figure 5- 36: Champ de Pression de l'eau et du sable calculé en 2D après10s.....73
Figure 5- 37: profils de Pression du sable calculé en 2D..... 74
Figure 5- 38: profils de Pression du sable calculé en 2D après4s..... 74
Figure 5- 39: profils de Pression du sable calculé en 2D après10s.....75
Figure 5- 40: profils de Pression de l'eau calculé en 2D..... 75
Figure 5- 41:profils de Pression de l'eau calculé en 2D après4s..... ..... …..76
Figure 5- 42: profils de Pression de l'eau calculé en 2D après10s.....76
Figure 5- 43: profils de Pression de l'eau et du sable calculé en 2D.....77
Figure 5- 44: profils de Pression de l'eau et du sable calculé en 2D après4s..... 77
Figure 5- 45: profils de Pression de l'eau et du sable calculé en 2D après10s.....78
Figure 5- 46 : profils de Pression du sable et de l'eau calculé en 2D X=4m, X=6m, X=8m, X=15m, X=18m, X=20m, X=25m, X=28m.....78
Figure 5- 47 : courbe de Pression du sable et de l'eau calculé en 2D après4s X=4m, X=6m, X=8m, X=15m, X=18m, X=20m, X=25m, X=28m.....79
Figure 5- 48: courbe de Pression du sable et de l'eau calculé en 2D après10s X=4, X=6, X=8, X=15, X=18, X=20, X=25, X=28.....79
Figure 5-49-: Champ de turbulence de l'eau (Y plus) calculé en 2D.....80
Figure 5- 50: Champ de turbulence de l'eau (Y plus) calculé en 2D après4s.....80
Figure 5-51-: Champ de turbulence du sable calculé en 2D.....81
Figure 5- 52: Champ de turbulence du sable calculé en 2D après4s..... 81

Liste des tableaux

Tableau 3.1 *Phénomènes physiques ayant une influence sur le transport des matériaux solides dans les retenues et les petits lacs (d'après Sly1978*..... .....**21**
Tableau3.2. *Variations de la densité en fonction de la température de l'eau et de la concentration en matières en suspension* **24**
Tableau 4.1. *Les valeurs des paramètres du modèles k-ε standard.* **35**
Tableau 4.2. *Le tourbillon caractéristique dans Fluent pour le modèle de turbulence*.....**50**

INTRODUCTION GENERALE

1Introduction générale

La simulation numérique des écoulements turbulents occupe une place importante dans le domaine de la recherche en hydraulique. Ces écoulements sont généralement tridimensionnels et instationnaires. Ces écoulements de fluide sont régis par les équations de Navier-Stokes complètes. Les méthodes numériques de résolution sont limitées jusqu'à nos jours car d'une part, il n'existe pas des méthodes numériques standards fiables et rapides et d'autre part, la résolution des équations de Navier-Stokes gouvernant le problème dans son ensemble est très largement hors d'atteinte, d'où la nécessité de faire des approximations et de négliger certains phénomènes.

Dans ce travail, nous nous proposons d'entreprendre une simulation numérique bidimensionnelle de l'écoulement instationnaire, turbulent d'un fluide incompressible dans un réservoir d'eau avec transport solide. L'outil d'investigation étant le logiciel « FLUENT » qui résout les équations de Navier-Stokes par la méthode des volumes finis avec le modèle K $-\varepsilon$, qui est le plus utilisé dans les codes de simulation.

L'objectif principal dans cette étude est l'étude du transfert des masses d'eaux dans les réservoirs d'eaux comme les barrages , avec le transport solide.

Ce travail s'articulera sur cinq chapitres et une conclusion :

Le premier chapitre portera brièvement sur la théorie de l'hydrodynamique en consistant sur l'équation de base de Navier-Stockes décrivant les écoulements monophasiques,. puis l'équation pour un écoulement diphasique,

Dans le deuxième chapitre, la théorie de l'hydrodynamique réelle concernant la turbulence des fluides notamment newtoniens.

Le troisième chapitre décrit brièvement la structure et l'hydrodynamique dans un réservoir qui explique les mouvements des masses d'eaux et les apports solides dans un réservoir.

Le quatrième chapitre présente en détails les modèles numériques d'écoulement et de transport solide que nous avons jugés pertinents. En transport solide, nous proposons une nouvelle condition limite pour le fond.

Les résultats et leurs discussions seront présentés dans le cinquième chapitre.

Nous terminerons enfin par une conclusion générale.

CHAPITRE I
THEORIE DE L'HYDRODYNAMIQUE

CHAPITRE I .THEORIE DE L'HYDRODYNAMIQUE

I .1. Introduction

Un fluide est un corps physique sans rigidité dont une des principales propriétés est de subir de grande déformation nom élastique sous l'action des forces extérieures faibles, cette propriété que l'on appelle fluidité, est due à une grande mobilité des particules fluides.

Les forces extérieures provoquent l'écoulement du fluide dans le sens d'action des forces.

Parmi les fluides, on distingue les liquides et les gaz, un liquide est incompressible et le gaz compressible et suivant les deux modèles de fluide, On distingue en générale deux branches de la mécanique des fluides, notamment la dynamique des liquides ou hydrodynamique et la dynamique des gaz ou aérodynamique.

I . 2. Définition

L'hydrodynamique qui est une branche de la mécanique des fluides a pour objet l'étude des lois du mouvement des liquides incompressibles.

Comme pour la mécanique classique, nous distinguerons :

-l'étude des liquides au repos (statique) : c'est l'hydrostatique.

-l'étude des liquides en mouvement.

a) sans tenir compte des forces produisant le mouvement : cinématique des liquides.

b) en tenant compte des forces produisant le mouvement (dynamique) : hydrodynamique.

Toutefois, en raison de la nature particulière du liquide considéré, nous distinguerons, dans cette dernière science :

-l'hydrodynamique du liquide parfait, c'est –à-dire dénué de frottement ;

-l'hydrodynamique du liquide réel, c'est-à-dire en tenant compte de la viscosité.

I.3. Lois de conservation

I.3.1. Généralité

Pour maitriser parfaitement le comportement d'une masse fluide, il serait indispensable de déterminer en chaque point de celle-ci, les six fonctions suivantes :

- la vitesse v définie par les trois composantes u, v, w suivant les axes de cordonnées cartésiennes x, y, z respectivement ;

-la masse volumique ρ ;

-la pression P ;

-la température T ;

La résolution de tels problèmes nécessite de disposer d'un nombre d'équations équivalent. Celles-ci d'écoulent, généralement, des lois fondamentales de la physique des milieux continus. En appliquant les principes généraux de la mécanique et de la thermodynamique à un volume de fluide, on obtient les trois lois suivantes de conservation pour décrire les mouvements d'un fluide :

1- conservation de la masse (principe de continuité).

2- conservation de la quantité de mouvement (principe fondamentale de la dynamique).

3- conservation d'énergie (premier principe de la thermodynamique).

Les forces qui agissent sur le continuum fluide situe a l'intérieur d'un volume quelconque et limité par surface fermé, sont de deux types:

1- les forces de volume : en hydrodynamique ; ce sont les forces de pesanteur et les forces d'inertie (accélération).

2- les forces de surfaces : en hydrodynamique des liquides parfait ce sont les forces dues a la pression (tension normales auquel les s'ajoutons en hydrodynamique des liquides réels les forces dues au frottement.

I.3.2. L'équation de continuité

L'équation de continuité traduit le principe de conservation de la masse. Elle exprime la continuité du fluide, ce qui signifie que la variation d'une masse fluide enfermée dans un volume pendant un certain temps doit être égale a la somme des masse fluide qui y entrent diminuée de celles qui en sortent.

Dans l'approximation du milieu continu, la masse du fluide présent dans le domaine D va être conservée à tout instant, ce qui s'exprime par :

$$\frac{d}{dt}\left[\iiint_{D(t)} \rho(x,y,z,t)dV\right] = 0 \qquad 1\text{-}1$$

$\rho(x,y,z,t)$ Est la masse volumique locale.

Par application des relations de dérivation particulaire d'une intégrale triple on obtient :

$$\iiint_{D(t)}\left[\frac{d\rho}{dt} + \rho\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right]dV = \iiint_{D(t)}\left[\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i}\right]dV = 0 \qquad 1\text{-}2$$

Pour D→0, nous déduisons la relation locale dite équation de continuité :

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \qquad 1\text{-}3A$$

Ou encore, sous forme vectorielle :

$$\frac{\rho}{} + \quad (\vec{}) = + \quad (\vec{}) = 0 \qquad 1-3$$

Si le fluide est incompressible :$\rho=c^{te}$

$$\rightarrow \quad (\vec{}) = \frac{u}{} + \frac{v}{} + \frac{w}{} = 0 \qquad 1-4$$

Ou : le terme (, représente le divergence du vecteur vitesse , t , est la variable temporelle. Les autres termes sont définis plus haut.

I.3.3 Bilan de quantité de mouvement

I.3.3.1 Tenseur des contraintes

Le tenseur des contraintes appliquées à la surface d'une particule de forme parallélépipédique de dimensions élémentaires Δx, Δy, Δz est composé des contraintes normales et des contraintes tangentielles. Examinons sur l'une des faces supposée contenue dans le plan Y.O.Z , les contraintes en présence (Figure 1-1).

L'effort $\vec{}$ exercé par le fluide environnant donne lieu à deux contraintes :

σ_{xx} contrainte normale.

τ_{xy} composantes de la contrainte de cisaillement $\tau_{x.}$

τ_{xz} composantes de la contrainte de cisaillement $\tau_{x.}$

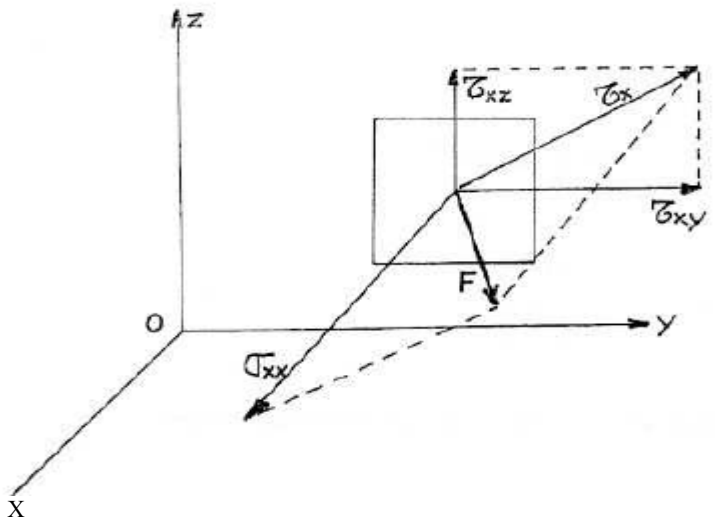


Figure 1-1 : contraintes normale et tangentielle

Le double indice associé à ces contraintes doit être interprété de la manière suivante :
Le premier (x) correspond à la face orientée par l'axe correspondant, le second (x, y ou z)
Correspond à la direction de projection.
Pour une face orientée de manière quelconque dans l'espace, le tenseur des contraintes S'écrira :

$$\overline{\overline{T}} = \begin{vmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{vmatrix} \qquad 1\text{-}5$$

On démontre que les termes symétriques sont égaux entre eux :

$\tau_{xy} = \tau_{yx}$

$\tau_{xz} = \tau_{zx}$

$\tau_{yz} = \tau_{zy}$

Pour un fluide au repos ou un fluide de viscosité nulle, les contraintes tangentielles sont nulles, les contraintes normales sont alors égales et opposées à la pression hydrostatique P.

On utilisera cette propriété pour écrire le tenseur $\overline{T}$ sous la forme de la superposition de deux états :

$$\overline{\overline{T}} = \begin{vmatrix} -P & 0 & 0 \\ 0 & -P & 0 \\ 0 & 0 & -P \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} \sigma_{xx}+P & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy}+P & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz}+P \end{vmatrix} \qquad 1\text{-}6$$

Soit : $\overline{\overline{T}} = -p\overline{\overline{I}} + \overline{\overline{\tau}}$ 1-7

Avec : $\overline{\overline{I}} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$ tenseur unitaire.

Et

$$\overline{\overline{\tau}} = \begin{vmatrix} \sigma_{xx} + P & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} + P & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} + P \end{vmatrix}$$

Tenseur déviateur représentant uniquement les effets du frottement.

I.3.3.2 Théorie de quantité de mouvement

La quantité de mouvement continue dans un volume matérielle est:

$$\iiint_{D(t)} \rho \bar{v} dv$$

Le principe fondamental de la dynamique indique que la variation de quantité de mouvement de ce système matérielle est égale à la somme de toutes les forces extérieures qui lui sont appliquées.

$$\frac{d}{dt}\iiint_{D(t)} \rho \vec{v} dV = \iiint_{D(t)} \rho \vec{g} dV + \iint_{s(t)} \vec{t}(n) ds. \qquad 1\text{-}8$$

$\iiint \vec{}$ les forces volumiques ; $\iint_{S(t)} \vec{t}(n) ds$ les Forces de surface.

Nous allons projeter l'équation précédente sur les axes d'un système cartésien fixe, La projection sur l'axe i (i=1,2,3) à pour expression :

$$\frac{d}{dt}\iiint_{D(t)} \rho u_i dV = \iiint_{D(t)} \rho g_i dV + \iint_{s(t)} t_i(n) ds \qquad 1\text{-}9$$

$t_i(n)$: désigne la projection sur l'axe i du vecteur contrainte.
L'analyse d'état de contrainte conduit à : $t_i(n)=T_{ij}.n_J$
T_{ij} : composantes des contraintes ; n_j : composantes du vecteur normal
Pour i=j : T_{ij} sont appelées contraintes normales.
i≠j : T_{ij} sont appelées contraintes de cisaillement (tangentielles).

T_{ij}	=	$-p\delta_{ij}$	+	τ_{ij}	1-10
Tenseur des contraintes		Tenseur des contraintes Associée à la pression		Tenseur des contraintes visqueuses	

Muni de ces résultats on peut maintenant reprendre l'analyse de (1.9) on aura :

$$\frac{d}{dt}\iiint_{D(t)} \rho u_i dV = \iiint_{D(t)} \rho \frac{du_i}{dt} dV = \iiint_{D(t)} \rho g_i dV + \iint_{s(t)} \left(-P\delta_{ij} + \tau_{ij}\right) n_J ds .. 1-11.$$

Par application du théorème de GREEN - OSTROGRADSKY à l'intégrale de surface,

$$\left(\frac{d}{dt} \iiint_{D(t)} f dV = \iiint_{D(t)} \frac{\partial f}{\partial t} dV + \iint_{s(t)} f \vec{v} \vec{n} ds \right) \quad 1\text{-}12$$

On obtient :

$$\iiint_{D(t)} \rho \frac{du_i}{dt} dV = \iiint_{D(t)} \left[\rho g_i - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \right] dV \quad 1\text{-}13$$

On peut passer à la limite et obtenir localement à l'échelle de la particule fluide :

$$\rho \frac{du_i}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad 1\text{-}14A$$

On peut réécrire sous forme conservative en usant de l équation de continuité :

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad 1\text{-}14B$$

I.3.3.3 Equation de NAVIER-STOKES

Lorsque le fluide est newtonien, les équations de conservation de la quantité de mouvement prennent la forme particulièrement simple des équations de NAVIER-STOKES.
Dans cette situation, les contraintes visqueuses ont pour forme :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad 1\text{-}15$$

μ : Viscosité dynamique , on suppose qu'elle reste constante dans tout l'écoulement, on obtient :

$$\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = \mu \left[\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad 1\text{-}16$$

On obtient finalement :

$$\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = \mu \nabla^2 u_i + \frac{\mu}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} (div v) \quad 1\text{-}17$$

D'où l'équation (1-14A) devient :

$$\rho \frac{du_i}{dt} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \rho g_i + \mu \nabla^2 u_i + \frac{\mu}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} (\nabla . v) \qquad 1\text{-}18$$

Lorsque le fluide est incompressible div $\vec{v} = 0$; On à alors :

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\overrightarrow{grad}\, P + \rho \vec{g} + \mu \nabla^2 \vec{v} \qquad 1\text{-}19$$

$\nabla^2 u_i = \frac{\partial^2 u_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_i}{\partial z^2}$ Est l'operateur LAPLACIEN appliqué a la vitesse.

I.3.4 Bilan d'énergie

I.3.4.1 Théorème de l'énergie

L'équation locale exprimant la variation particulaire de l'énergie cinétique s'obtient par simple multiplication scalaire de (1-9) par u_i ,il vient ainsi :

$$\rho \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2} u_i u_i\right) = -u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i u_i + u_i \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \qquad 1\text{-}20$$

Dont le second membre représente la puissance de toutes les forces appliquées au système.

I.3.4.2 Théorème de BERNOULLI

Lorsque le fluide est visqueux une autre relation qui exprime le théorème de l'énergie cinétique et qu'on appelle relation de BERNOULI généralisée. On a d'après:

$$\iiint_D \frac{\partial \rho\left(v^2/2\right)}{\partial t} dV + \iint_s \rho \frac{v^2}{2} v_n ds = \iiint_D u_i \rho g_i dv + \iint_S u_i T_{ij} n_j ds + w_{\text{int}} \ldots . 1-21$$

W_{int} : puissance des forces intérieures.

$$w_{\text{int}} = -\iint T_{ij} \frac{\partial u}{\partial x_j} dV \qquad 1\text{-}22$$

$$T_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\left(P\delta_{ij} + \tau_{ij}\right)\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -P\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + 2\mu\left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right)^2 + \frac{1}{2}\sum\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)^2\right] .. 1-23$$

La quantité

$$\Phi = 2\mu\left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right)^2 + \frac{1}{2}\sum\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)^2\right] \qquad 1\text{-}24$$

Qui représente la puissance des forces de viscosité par unité de volume est appelée « fonction de dissipation ».finalement on obtient la relation de BERNOULI généralisée qui s'écrit :

$$\iiint_D \frac{\partial \rho\left(v^2/2\right)}{\partial t} dV + \iint_s \left(P + \rho\frac{v^2}{2}\right) v_n ds = \iiint_D u_i \rho g_i dV + \iint_S u_i \tau_{ij} n_j ds + \iiint_D P div.\vec{v}.dV - \iiint_D \phi dV \ldots 1-25 .$$

Comme g_i=grad(-gz)et ,si le fluide est incompressible la relation(1-25) devient :

$$\iiint_D \frac{\partial \rho\left(v^2/2\right)}{\partial t} dV + \iint_s \left(p + \rho gz + \rho\frac{v^2}{2}\right) v_n ds = \iint_S u_i \tau_{ij} n_j ds - \iiint_D \Phi dV \ldots \quad 1\text{-}26$$

I.4 l'hydrodynamique sur l'écoulement diphasique :

En écoulements diphasiques, on utilise la même procédure que précédemment à laquelle on rajoute les conditions d'interfaces des phases pour établir les équations des bilans globaux et locaux.

L'application de la règle de Leibnitz et le théorème de Gauss nous conduit à l'établissement d'équations locales contenues dans l'intégrale de volume pour chaque phase. Quant aux équations locales contenues dans l'intégrale de surface, elles sont obtenues grâce aux conditions d'interface sur les grandeurs locales appartenant à chaque phase de part et d'autre de chaque interface. Considérons le volume matériel représenté par la figure ci-dessous.

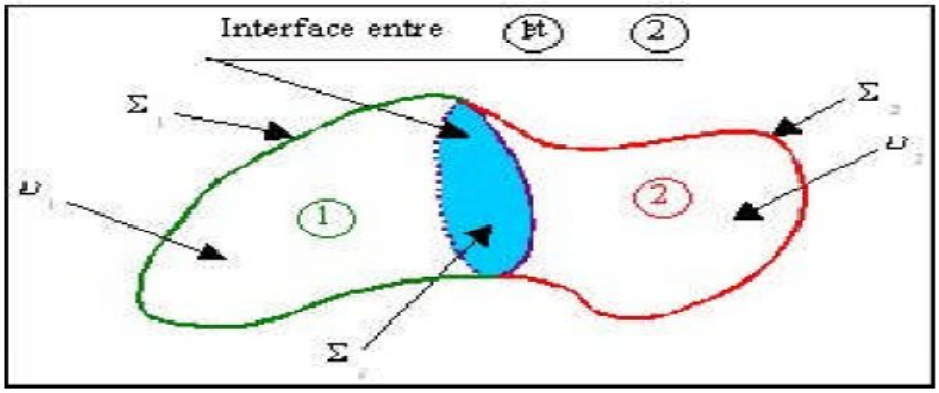


Figure (1-2) : le volume matériel

Définissons tout d'abord les grandeurs suivantes :

k : Indice de phase .

$$\in (1;2) \rightarrow \begin{matrix} = 1 \rightarrow & h & 1 \\ = 2 \rightarrow & h & 2 \end{matrix}$$

$\vec{}$: Vecteur normal à l'interface dirigé vers l'extérieur de la phase *k*.

$\vec{}$: Vitesse d'un point de l'interface.

1 : Tension superficielle.

I.4 .1 Bilan de masse :

$$\sum_{k=1}^{2}\left(\frac{D}{Dt}\int_{v_k}\rho_k \cdot dv\right) = \frac{D}{Dt}\int_{v_1}\rho_1 \cdot dv + \frac{D}{Dt}\int_{v_2}\rho_2 \cdot dv = 0 \qquad 1\text{-}27$$

Avec :

$$\frac{D}{Dt}\int_{v_1}\rho_1\cdot dv=\int_{v_1}\frac{\partial\rho_1}{\partial t}\cdot dv+\int_{\Sigma_1\cup\Sigma_i}\rho_1\cdot\left(\vec{V}\cdot\vec{n}\right)\cdot ds=\int_{v_1}\frac{\partial\rho_1}{\partial t}\cdot dv+\int_{\Sigma_1}\rho_1\cdot\left(\vec{V}_1\cdot\vec{n}\right)\cdot ds+\int_{\Sigma_i}\rho_1\cdot\left(\vec{V}_i\cdot\vec{n}_1\right)\cdot ds$$

$$=\int_{v_1}\frac{\partial\rho_1}{\partial t}\cdot dv+\int_{\Sigma_1}\rho_1\cdot\left(\vec{V}_1\cdot\vec{n}\right)\cdot ds+\int_{\Sigma_i}\rho_1\cdot\left(\vec{V}_i\cdot\vec{n}_1\right)\cdot ds+\int_{\Sigma_i}\rho_1\cdot\left(\vec{V}_i-\vec{V}_1\right)\cdot\vec{n}_1\cdot ds$$

$$\frac{D}{Dt}\int_{v_1}\rho_1\cdot dv=\int_{v_1}\left(\frac{\partial\rho_1}{\partial t}+\overrightarrow{div}\left(\rho_1\cdot\vec{V}_1\right)\right)\cdot dv+\int_{\Sigma_i}\rho_1\cdot\left(\vec{V}_i-\vec{V}_1\right)\cdot\vec{n}_1\cdot ds$$

$1-28$

Pour les deux phases on a :

$$\int_{v_1}\left(\frac{\partial\rho_1}{\partial t}+\overrightarrow{div}\left(\rho_1\cdot\vec{V}_1\right)\right)\cdot dv+\int_{v_2}\left(\frac{\partial\rho_2}{\partial t}+\overrightarrow{div}\left(\rho_2\cdot\vec{V}_2\right)\right)\cdot dv+\int_{\Sigma_i}\left(\rho_1\cdot\left(\vec{V}_i-\vec{V}_1\right)\cdot\vec{n}_1+\rho_2\cdot\left(\vec{V}_i-\vec{V}_2\right)\cdot\vec{n}_2\cdot ds=0\right)$$

$1-29$

Pour les deux phases, il y a conservation :

19

$$\begin{cases}\int_{v_1}\left(\frac{\partial\rho_1}{\partial t}+\overrightarrow{div}\left(\rho_1\cdot\vec{V}_1\right)\right)\cdot dv=0\\ \int_{v_2}\left(\frac{\partial\rho_2}{\partial t}+\overrightarrow{div}\left(\rho_2\cdot\vec{V}_2\right)\right)\cdot dv=0\end{cases}$$

1-30

C'est-à-dire :

$$\rho_1\cdot\left(\vec{V}_i-\vec{V}_1\right)\cdot\vec{n}_1+\rho_2\cdot\left(\vec{V}_i-\vec{V}_2\right)\cdot\vec{n}_2=0\Leftrightarrow\sum_{k=1}^{2}\dot{m}_k=0$$

1-31

Où $\dot{m}_k$ est le débit massique de la phase *k*.

1-4-2 Bilan de quantité de mouvement :

$$\sum_{k=1}^{2}\left(\frac{D}{Dt}\int_{v_k}\rho_k\cdot\vec{V}_k\cdot dv\right)=\sum_{k=1}^{2}\left(\int_{v_k}\rho_k\cdot\vec{f}\cdot dv+\int_{\Sigma_k}\overline{\overline{T_k}}\cdot\vec{n}_k\cdot ds\right)$$

1-32

En tenant compte également de la tension superficielle l'équation s'écrit pour les deux phases de la façon suivante :

$$\Rightarrow \dot{m}_1 \cdot \vec{V}_1 + \dot{m}_2 \cdot \vec{V}_2 - \overline{\overline{T_1}} \cdot \vec{n}_1 - \overline{\overline{T_2}} \cdot \vec{n}_2 + \frac{d\sigma}{ds} \cdot \vec{\tau} - \frac{\sigma}{R} \cdot \vec{n}_1 = 0 \qquad 1\text{-}33$$

1 : Tension superficielle.

s : Abscisse curviligne.

R : Rayon de courbure de l'interface en un point donné.

1-4-3 Bilan d'énergie totale :

$$\sum_{k=1}^{2}\left(\frac{D}{Dt}\int_{v_k}\rho_k \cdot \left(\frac{1}{2}V_k^2 + U_k\right)\cdot dv\right) = \sum_{k=1}^{2}\left(\int_{v_k}\rho_k \cdot \vec{f}_k \cdot \vec{V}_k \cdot dv + \int_{\Sigma_k}\left(\overline{\overline{T_k}} \cdot \vec{n}_k\right)\cdot \vec{V}_k \cdot ds - \int_{\Sigma_k}\vec{q}_k \cdot \vec{n}_k \cdot ds\right)$$

1-34

Considérons également l'effet de la tension superficielle l'équation s'écrit :

$$\Rightarrow \dot{m}_1 \cdot \left(\frac{1}{2}V_1^2 + U_1\right) + \dot{m}_2 \cdot \left(\frac{1}{2}V_2^2 + U_2\right) + \vec{q}_1 \cdot \vec{n}_1 + \vec{q}_2 \cdot \vec{n}_2 - \left(\overline{\overline{T_1}} \cdot \vec{n}_1\right)\cdot \vec{V}_1 - \left(\overline{\overline{T_2}} \cdot \vec{n}_2\right)\cdot \vec{V}_2 + \frac{d}{ds}\cdot\left(\sigma \cdot \vec{V}_t\right) = 0$$

1-35

$\vec{\ }$: Composante tangentielle des vitesses des phases à l'interface.

CHAPITRE II

THEORIE DE L'HYDRODYNAMIQUE REELLE

CHAPITRE II THEORIE DE L'HYDRODYNAMIQUE REELLE

II.1 Définition:

Le fluide réel se caractérise, en opposition au fluide parfait, par deux propriétés importantes:
- La viscosité, qui est une caractéristique physique du fluide se manifestant par une résistance de celui-ci aux déformations et plus particulièrement aux vitesses de déformation.
Elle est due à la combinaison des efforts de cohésion et d'agitation moléculaire s'opposant au déplacement relatif des couches liquides les unes par rapport aux autres.
La viscosité dépend de la nature du fluide et varie considérablement d'un fluide à un autre.
Pour un même fluide , elle dépend de la pression et de la température , pour les liquides incompressibles, elle est pratiquement invariable avec la pression.
- L'adhérence du fluide aux parois solides : contrairement au fluide parfait pour lequel la vitesse d'écoulement possède une valeur non nulle à la paroi, le fluide réel adhère parfaitement à celle-ci et sa vitesse est nulle à cet endroit.
Dans cette zone de fort gradient de vitesse désignée par couche limite, les effets du frottement interne sont importants (Figure 2-1).

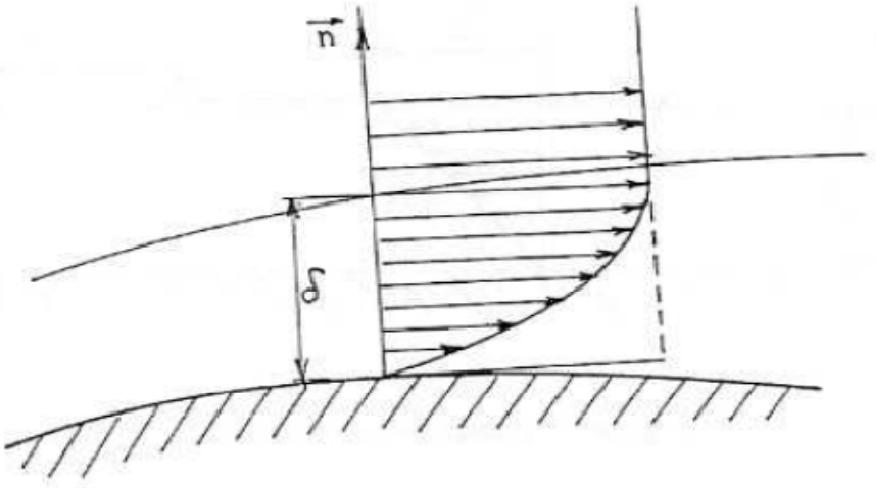


Figure 2-1 : *Ecoulement au voisinage de la paroi*

Nous verrons que l'épaisseur δ de la couche limite dépend à la fois de la viscosité du fluide et du régime d'écoulement.
A l'extérieur de la couche limite, la cinématique du fluide est pratiquement identique à celle décrite en fluide parfait . Ainsi , dans certains modèles d'écoulement , les conditions de glissement ne s'écriront pas à la paroi elle-même mais à la frontière de la couche limite.

II.2 Régime d'écoulement :

L'expérience de Reynolds consiste à observer l'écoulement de l'eau dans un tube transparent, écoulement au centre duquel est introduit un fin filet de liquide coloré.
On observe principalement deux régimes distincts :
- un régime laminaire montrant un f ilet coloré parfaitement rectiligne ne se mélangeant pas à l'écoulement principal .Ce régime est observé aux faibles vitesses , il est parfaitement stable et pratiquement imperturbable.
- un régime turbulent se manifestant à partir d'une certaine distance de l'entrée par une oscillation du filet coloré puis à un mélange intime avec le fluide principal.
En utilisant plusieurs diamètres de tube et différentes viscosités de fluide (en faisant varier par exemple la température) , Reynolds a mis en évidence que le régime laminaire était toujours

observé lorsque le produit C.D/δ était inférieur à 2300 . Ce produit adimensionnel , appelé nombre de Reynolds , quantifie l'ensemble des caractéristiques de l'écoulement : la vitesse moyenne du fluide, le diamètre de la conduite, la viscosité cinématique du fluide.

Au-delà de cette valeur, suivant la qualité de l'entrée du tube, la régularité de la surface intérieure,

la présence de vibrations, etc..., l'écoulement laminaire peut ou non se transformer en régime turbulent. Dans des conditions idéales, l'écoulement laminaire peut se maintenir jusqu'à un nombre de Reynolds de 4.10^4. Au-delà, l'écoulement organisé se dégrade systématiquement en écoulement turbulent.

II.3 Les écoulements turbulents:

Le passage du régime laminaire au régime turbulent s'effectue dans une conduite donnée par augmentation du débit.

La connaissance des propriétés des écoulements turbulents est essentiellement d'origine expérimentale. En régime turbulent, l'écoulement unidimensionnel est in stationnaire et présente des fluctuations dans la direction d'écoulement mais également sur les directions normales. Ces fluctuations de caractère aléatoire (régies par les lois du hasard) prennent naissance de l'existence au sein du fluide de tourbillons de taille variable en interaction permanente.

Une étude théorique basée sur l'intégration de perturbations dans l'équation de Navier-Stokes, montre que dans la couche limite, celles-ci sont soit amorties pour de faibles nombres de Reynolds, soit amplifiées pour donner à l'aval un régime turbulent.

En un point quelconque d'un écoulement unidimensionnel , l'enregistrement des valeurs instantanées de la composante u présente l'allure de la Figure 2-2.

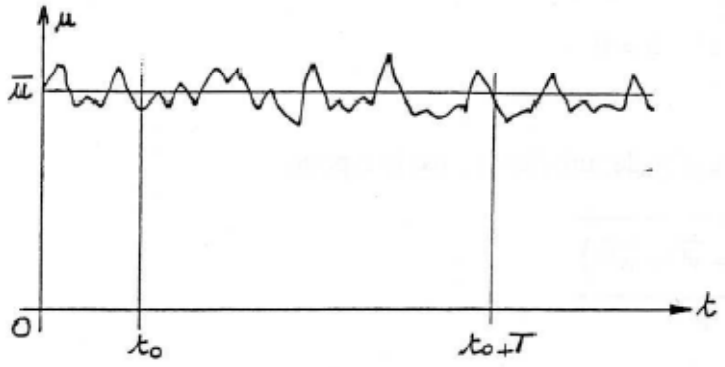


Figure 2-2 : *Fluctuation de la vitesse en fonction du temps*

On présente généralement la vitesse comme la somme de la composante moyenne $\bar{u}$ et d'une composante fluctuante u' (pouvant atteindre localement 20 à 30% de u) :

$$u = \bar{u}. + u' \qquad 2\text{-}1$$

La composante moyenne $\bar{u}$ représente la moyenne temporelle établie par :

$$\bar{u} = \frac{1}{T}\int_{t_0}^{t_0+T} u.dt.. \qquad 2\text{-}2$$

Pour un écoulement permanent en moyenne, sa valeur reste constante si le temps T d'observation est suffisamment important.

Par contre, la composante fluctuante possède une moyenne temporelle nulle :

$$\overline{u'} = \frac{1}{T}\int_{t_0}^{t_0+T} u'.dt.. \qquad 2\text{-}3$$

Les fluctuations de vitesses se produisent également sur les directions normales à l'écoulement principal, les composantes v et w ne sont plus nulles mais égales à leurs composantes fluctuantes v' et w'.

$$v = v' \; ; \; w = w'$$

Egalement de moyennes temporelles nulles, v' et w' satisfont à la relation 2-3.
En réalisant les moyennes quadratiques, on observe que celles-ci sont non nulles :

$$\overline{u'^2} = \frac{1}{T}\int_{t_0}^{t_0+T} u'^2.dt. \succ 0. \qquad 2\text{-}4$$

On définit ainsi l'intensité de turbulence I par le rapport :

$$I = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}}{\bar{u}} \qquad 2\text{-}5$$

Dans le cas d'un écoulement tridimensionnel, le dénominateur sera constitué de la vitesse moyenne $\bar{c}$..

II.3.1 Coefficient de corrélation:

L'analyse des variations du coefficient de corrélation Ru entre les fluctuations de deux composantes présente un grand intérêt :

$$R_u = \frac{\overline{u'_1 u'_2}}{\sqrt{\overline{u'^2_1}}\sqrt{\overline{u'^2_2}}} \qquad 2\text{-}6$$

Lorsque ` et ` sont mesurés en deux points différents et que l'on fait varier la distance séparant ces deux points, on peut définir la corrélation spatiale et la longueur de corrélation par l'intégrale :

$$L = \int_0^\infty R_u(/)dl. \qquad 2\text{-}7$$

Représentant l'aire sous la courbe de la Figure 2-3.

En portant l'évolution de Ru en fonction de la distance L séparant les points de mesure, on observe l'évolution suivante : Ru = 1 pour L = 0 et Ru = 0 pour L $\rightarrow\infty$.

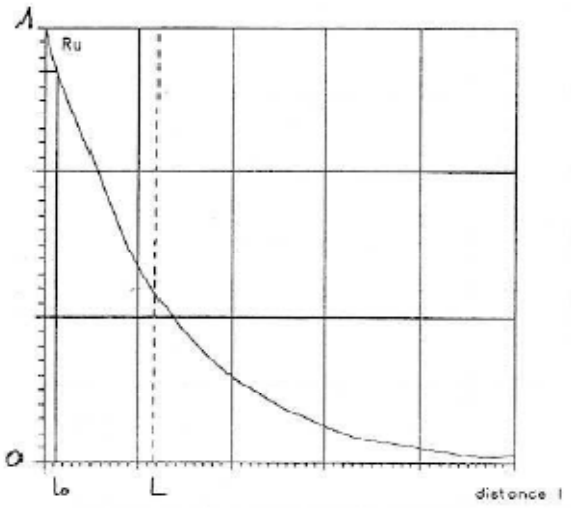


Figure 2-3 : *Corrélation spatiale pour les fluctuations de même nature*

Pour une corrélation proche de 1, la distance l_0 définit la taille des petits tourbillons, L définit l'échelle des grands tourbillons.
Dans une conduite de diamètre D, l'ordre de grandeur de l_0 est de 0,03 D.
La corrélation peut porter également sur deux composantes orthogonales de la vitesse:

$$R_u = \frac{u_1' v_2'}{\sqrt{\overline{u'_1{}^2}}\sqrt{\overline{v_2'^2}}} \qquad 2\text{-}8$$

Il existe en tout 9 coefficients de corrélation.

II.4 Les propriétés caractéristiques de la turbulence:

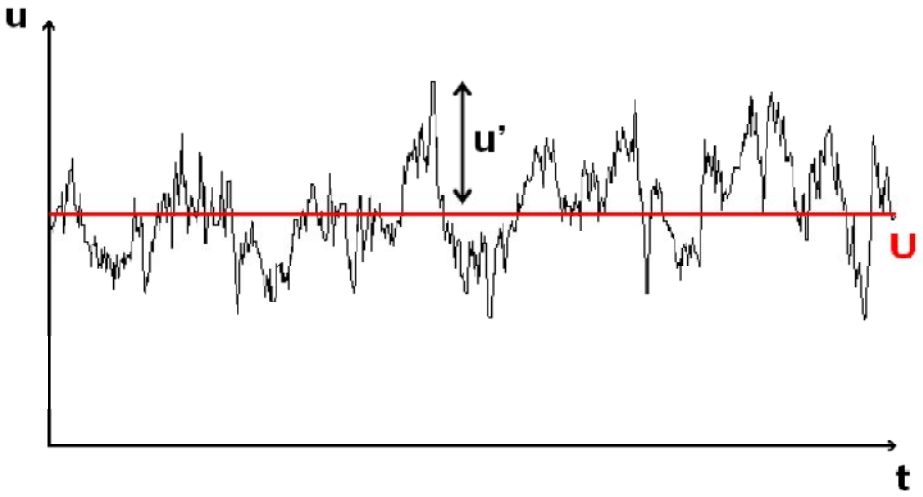
A-le nombre de REYNOLDS est grand:

La théorie et l'expérience montrent que l'écoulement devient instable quand le nombre de REYNOLDS dépasse une certaine valeur . Bien que ce paramètre ne soit pas le seul qui détermine le passage au régime turbulent ,donc on supposera que ce nombre de REYNOLDS est suffisamment grand pour qu'il existe un écoulement turbulent.

B-Caractère aléatoire :

Les variations irrégulières de la vitesse et des autres variables (la pression , la masse volumique et la température) attachées au fluide, en fonction de l'espace et du temps constituent la manifestation la plus immédiatement perceptible de la turbulence.

A titre d'exemple la figure(2-4) donne un exemple de l'évolution temporelle de la vitesse en un point d'un écoulement turbulent ; ici une couche limite . On perçoit intuitivement la grande complexité que présente cette évolution . L'étude expérimentale couplée à l'analyse théorique nous a permis de confirmer que l'indépendance statistique de ces variables , lorsque la distance qui sépare deux points d'observation tend vers l'infini ou lorsque l'intervalle de temps entre observations au même point tend vers l'infini . C'est-à-dire que l'étude des moyennes en un point (à travers les moments) ou en plusieurs points (à travers les corrélations)et «fonction spectrales» à en effet conduit à une bonne compréhension globale de la physique des écoulements turbulents.



Fige2-4 : Evolution de la vitesse dans un écoulement turbulent.

C-le champ de vitesse est tridimensionnel et rotationnel :

Les écoulements turbulents étudiés seront supposés essentiellement tridimensionnels. Il existe donc des fluctuations de vitesse suivant les trois directions. On peut s'intéresser à un écoulement bidimensionnel, avec l'existence toujours des fluctuations des trois composantes de la vitesse , l'une d'elles aura des variations autour d'une moyenne nulle. En général, les fluctuations dans les trois directions ont le même ordre de grandeur.

D- Non-linéarité :

Cette caractéristique physique fondamentale de la turbulence est la coexistence En son sien d'une gamme large d'échelles de longueurs, de vitesse, et de fréquences. Ceci est une conséquence directe de la non linéarité des équations de NAVIER-STOKES, même si l'énergie est concentrée au départ dans un domaine restreint , cette non linéarité à pour effet une répartition sur toute l'étendue disponible en un temps fini . La non linéarité assure par ailleurs une interaction permanente entre toutes les échelles. On verra que les «gros tourbillons» responsable des flux et de la production d'énergie cinétique du mouvement turbulent par interaction avec le mouvement moyen . Les interactions de ces gros tourbillons ont pour effet un transfert ou «cascade» de l'énergie cinétique produite vers des échelles de plus en plus petites. les échelles de la turbulence sont toujours largement supérieures au libre parcours et les équations de NAVIER-STOKES restent applicables.

E-Capacité de mélange :

la turbulence se manifeste par une très forte diffusion des quantités transportées telles que colorants, fumée, chaleur, quantité de mouvement ou pollution. Si on considère une tâche de colorant transportée dans un fluide, et que des différences de vitesse importantes existent de part et d'autre de la tâche, celle-ci va être étirée par l'écoulement. C'est ce mécanisme simple qui est responsable du mélange intense opéré par la turbulence. la figure 2-5 illustre le mélange et la diffusion d'une fumée dans un jet. la diffusion assure notamment la propagation dans la direction transversale , et elle est responsable par exemple l'épaississement de la couche limite.

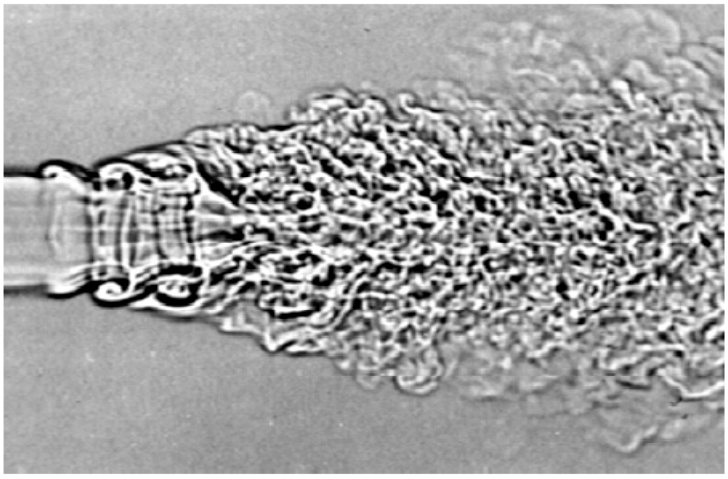


Fig 2-5 : visualisation par illumination laser d'un jet turbulent
(cliché J.P. BALINT ,Ecole centrale de Lyon)

F- L'imprévisibilité :

On dira qu'un système physique est «imprévisible» s'il est sensible aux conditions initiales de la manière suivante : Nous supposons que le système est régi par des équations «déterministes» telles que les équations de la dynamique, c'est –à-dire que son histoire ultérieure sera entièrement déterminée par la connaissance des positions et vitesse initiales des études anciennes (M.LESSIEUR , 1980-1987) ont montrées que même si on savait parfaitement résoudre les équations de NAVIER-STOKES , une erreur ou une perturbation introduite en un point affecterait , au bout d'un certain temps, le champ turbulent dans son ensemble . Ceci veut dire qu'en un point donné , il est impossible de connaître l'évolution exacte de la vitesse en fonction du temps quelque soit le soin apporté à la définition des conditions initiales du calcul. L'erreur s'accentue bien sûr quand l'intervalle de temps, par rapport au temps initial augmente. Il s'ensuit que la prévision météorologique à long terme est impossible.

G-la turbulence est un phénomène dissipatif :

le travail de déformation des tensions visqueuses , qui existent même si l'écoulement est turbulent, provoque une dissipation de l'énergie cinétique en chaleur . Or , les vitesses de déformation , liées au rotationnel , sont considérablement augmentée en écoulement turbulent et donc le taux de dissipation augmente lui aussi . Comme nous l'avons montrer en (d) que l'écoulement turbulent ne peut subsister sans un transfert permanent d'énergie a partir des gros tourbillons vers des échelles de plus en plus petites , où elle est dissipée par les contraintes visqueuses.

II.5 Les équations générales des écoulements turbulents:

II.5.1 Définition:

Selon landau et Lipchitz , le mouvement turbulent d'un fluide est caractérisé par l'existence d'une variation extrêmement irrégulière, chaotique, de la vitesse au cours du temps dans chaque point du flux . L'écoulement s'accompagne d'un brassage intense du fluide. les particules de ce dernier se déplacent dans toutes les directions d'une manière aléatoire et leurs trajectoires sont souvent des courbes de formes très compliquées .

Pour décrire l'écoulement turbulent du fluide , nous avons choisi l'approche statistique en un point qui consiste à décomposer les paramètres de l'écoulement en grandeurs moyennes et fluctuantes. Ceci signifie que les valeurs instantanées des composantes de la vitesse u,v,w et stockes seront remplacées en chaque point de l'espace par :

$$u = \bar{u} + u' \ldots\ldots v = \bar{v} + v' \ldots w = \bar{w} + w' \ldots\ldots p = \bar{p} + p'$$

Avec : u ,v ,w : sont les valeurs instantanées des grandeurs ;

$\bar{u};\bar{v};\bar{w}$: sont les valeurs moyennes des grandeurs;

$u';v';w'$: sont les valeurs fluctuantes des grandeurs;

II.5.2 Les équations générales des écoulements turbulents:

En remplacent dans les équations du mouvement déjà données , les valeurs instantanées par la somme des valeurs moyennes et fluctuantes des grandeurs , nous apercevons des simplifications dans les expressions car la moyenne d'une valeur fluctuante et la moyenne de la dérivée d'une valeur fluctuante sont nulles.

II.5.2.1 L'équation de continuité:

En substituant les valeurs instantanées dans l'équation de continuité d'un fluide incompressible il s'en suite :

$$\frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{v} + v')}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{w} + w')}{\partial z} = 0 \qquad 2\text{-}9$$

Et en prenant la moyenne, il vient :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}'}{\partial z} = 0 .$$ Or :

$$\frac{\partial \bar{u}'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}'}{\partial z} = 0 .$$

Donc, l'équation de continuité d'un écoulement turbulent s'écrit comme suite :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \qquad 2\text{-}10$$

On peut , de même , déduire l'expression de l'équation de continuité du mouvement fluctuent qui est la suivant :

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \qquad 2\text{-}11$$

II.5.2.2 L'équation de quantité de mouvement:

En adaptant la convention d'Einstein , les équations de Navier Stokes d'un fluide incompressible peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -F - \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(v \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right). \qquad 2\text{-}12$$

Avec : i,j=1,2,3, sont des chiffres qui correspondent , respectivement ,au coordonnées X,Y,Z , du système cartésien.

$$u_i = \overline{u_i} + u_i'.et...p = \overline{p}_i + p_i'$$

En substituant ces équations dans l'equation2.12,il s'en suit :

$$\frac{\partial(\overline{u} + u_i')}{\partial t} + (\overline{u}_j + u_j')\frac{\partial(\overline{u}_i + u_i')}{\partial x_j} = -F - \frac{1}{\rho}\frac{\partial(\overline{P} + P')}{\partial x_i} + v\frac{\partial^2(\overline{u}_i + u_i')}{\partial x_j \partial x_j} \qquad 2\text{-}13$$

Après simplification, l'équation devient :

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} = -F_i - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + v\frac{\partial^2 \overline{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_i' u'}_j}{\partial x_j}. \qquad 2\text{-}14$$

ou :ν, est la viscosité cinématique égale à μ/ρ.

Dans le système de coordonnées cartésiennes, l'équation 2-14 peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \overline{v}\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \overline{v}\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \overline{w}\frac{\partial \overline{w}}{\partial z} = -F_x - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{P}}{\partial x} + v\Delta\overline{u} - \left(\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}\right) \\
&\frac{\partial \overline{v}}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial \overline{v}}{\partial x} + \overline{v}\frac{\partial \overline{v}}{\partial x} + \overline{v}\frac{\partial \overline{v}}{\partial y} + \overline{w}\frac{\partial \overline{v}}{\partial z} = -F_y - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{P}}{\partial y} + v\Delta\overline{v} - \left(\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z}\right) \qquad 2\text{-}15 \\
&\frac{\partial \overline{w}}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial \overline{w}}{\partial x} + \overline{v}\frac{\partial \overline{w}}{\partial x} + \overline{v}\frac{\partial \overline{w}}{\partial y} + \overline{w}\frac{\partial \overline{w}}{\partial z} = -F_z - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{P}}{\partial z} + v\Delta\overline{w} - \left(\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z}\right)
\end{aligned}$$

Avec :

$$\Delta\overline{v} = \frac{\partial^2 \overline{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \overline{v}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \overline{v}}{\partial z^2}$$

$$\Delta\overline{u} = \frac{\partial^2 \overline{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \overline{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \overline{u}}{\partial z^2}$$

$$\Delta\overline{w} = \frac{\partial^2 \overline{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \overline{w}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \overline{w}}{\partial z^2}$$

Les équations 2-14 ; 2-15 sont appelées équations de Reynolds. Les termes

$\rho\overline{u'^2}, \rho\overline{u'v'}.....$ sont les tensions de Reynolds appelées encore les tensions supplémentaires.

Nous pouvons constater aisément qu'en l'absence de la turbulence, les équations 2-15 se réduisent aux équations qui ne sont autres que les équations de Navier stokes. Le mouvement moyen turbulent est donc analogue au mouvement non fluctuant en ôtant l'effet des tensions supplémentaires.

CHAPITRE III

HYDRODYNAMIQUE DES ECOULEMENTS DANS LES RESERVOIRS

III . HYDRODYNAMIQUE DES ECOULEMENTS DANS LES RESERVOIRS

III .1. Introduction

D'un point de vue géomorphologique, deux cas de figure se présentent pour l'aménagement d'une retenue destinée au stockage ou à la rétention de l'eau : soit à partir de lacs existants , soit par la bouchure totalement nouvelle d'une vallée dans un bassin fluvial . La morphologie de chaque retenue est déterminée par son état antérieur.

Par ailleurs , la forme de la retenue , la circulation de l'eau , et les apports solides ont une grande influence sur la nature et la vitesse de l'alluvionnement de la retenue.

Une retenue créée par la surélévation d'un barrage naturel ou artificiel déjà existant à l'exutoire d'un lac héritera de la circulation de l'eau , des apports solides, et de la morphologie de l'ancien lac.. mais ces paramètres seront modifiés par les effets physiques consécutifs à l'impact lié à la submersion de nouvelles zones.

La morphologie des rivières subit une séquence de transformations prévisibles.

Ainsi , à des vallées étroites , sinueuses et pentues , succèdent des vallées à pentes modérées , plus ouvertes , avec des terrasses alluviales dans le lit majeur. Dans les cas extrêmes , ces vallées peuvent devenir très plates et leur relief sera considérablement atténué . Une telle progression peut requérir des millions d'années pour se réaliser, et à l'intérieur d'un bassin les formes les plus " mûres " appariassent d'abord dans le cours Inférieur, tandis que le haut relief de jeunesse est longtemps préservé dans le cours supérieur.

La bouchure d'une rivière ou la surélévation de l'exutoire d'un lac naturel entraînent la submersion de zones ayant quasiment atteint un état d'équilibre. Certaines caractéristiques du terrain submergé exercent initialement une influence sur la circulation de l'eau et les apports solides dans la zone submergée, mais cette influence diminue avec l'accroissement de la sédimentation. La présence de la retenue entraîne des hauteurs d'eau temporaires pour les rivières qui s'y jettent et qui deviennent propices au dépôt de sédiments dans des zones d'eau relativement calme. Ces rivières subissent les effets du remous qui se traduisent par l'envasement du lit en amont du réservoir et l'élargissement des zones inondables, et qui nuisent à la navigabilité du cours d'eau.

En aval du barrage, l'émissaire transporte relativement peu de matériaux en suspension, et sans des lâchures contrôlées d'eau chargée, un creusement du lit de la rivière est probable.

Des matériaux fins sont prélevés sélectivement au fond du lit jusqu'à ce qu'un fond stable et "pavé" s'établisse et que le lit rectifie sa pente.

Les deux origines distinctes mentionnées ci-dessus créent deux types de retenue Fondamentalement différents. Dans une retenue dans uns vallée noyée, le fond de la Retenue s'abaisse de façon continue jusqu'au barrage , et les limites de la tranche morte dépendent de la configuration du barrage et des vannes de fond. Dans le-cas d'un lac naturel aggrandi , certaines parties du fond présentent une contre-pente, et la tranche morte peut comporter plusieurs dépressions importantes séparées du barrage..

Les deux formes de retenue sont sensibles aux principaux phénomènes physiques qui Agissent sur la masse d'eau , tels que la formation des vagues sous l'effet du vent , la stratification thermique , les oscillations de niveau et la diffusion des sédiments apportés par la rivière (Sly 1976) . Cependant, les écoulements d'eau turbide peuvent prendre des allures très différentes. Lorsque la retenue est une vallée noyée , des écoulements à forte densité peuvent s'étendre sur tout' le fond de la retenue, venant déposer des matériaux contre le barrage (Gould 1960, Lara et Sanders 1970) ; tandis que dans le cas d'un ancien lac agrandi , de tels écoulements peuvent pénétrer dans la dépression principale ou une dépression secondaire et les matériaux solides qu'ils transportent sont retenus dans des parties de la tranche morte éloignées du barrage.

III .2. Nature des apports solides

Le débit d'apport dans une retenue est largement déterminé par les conditions climatiques mais les facteurs tels que le relief, la végétation, l'activité agricole et la géologie du site jouent également un rôle important. Le débit varie en fonction des précipitations sur le bassin versant ou de la fonte nivale. Il arrive que des valeurs extrêmes d'étiage et de crue se succèdent en quelques jours, voire quelques heures.

Néanmoins, le débit se conforme à un schéma général de variation saisonnière, que ce soit dans des régions tempérées, tropicales ou polaires.

Les cailloux et le sable grossier roulent ou glissent sur le fond du lit ou sont entraînés dans l'écoulement par saltation. alors que le limon , l'argile et le sable fin sont dispersés dans la masse d'eau , maintenus en suspension par la turbulence naturelle .

Lors des crues , les forts écoulements entraînent le charriage des matériaux grossiers, mais lors des faibles débits , ils restent immobiles , et seuls les matériaux fins se déplacent sur le fond . Il existé en chaque point une limite en-dessous de laquelle aucun matériau n'est charrie sur le fond et les solides sont transportés uniquement par suspension.

Les limons fins et les argiles sont maintenus dans la masse de l'eau qui s'écoule vers la retenue . Ces matériaux fins présentent de faibles vitesses de décantation , et sont maintenus en suspension par les mouvements turbulents . Alors que les matériaux grossiers ne se déplacent que si la vitesse du courant ou la force tractrice dépassent une valeur minimale en chaque point, les matériaux fins quant à eux se déplacent tant que l'eau est en mouvement . La concentration de matériaux en suspension dépend des variations de débit . Les valeurs de concentration réellement observées dépendent de l'intensité des précipitations et de la sensibilité du sol à l'érosion .

En règle générale, plus la rivière est capricieuse, plus la concentration de solides en suspension sera élevée.

Tandis que la pointe de débit s'écoule dans le bassin à la vitesse d'une vague, la pointe de turbidité se déplace plus lentement dans le courant, si bien que le décalage dans le temps des deux maxima varie avec le bassin versant. Ainsi, les plus grands débits solides peuvent entrer dans une retenue parfois un peu avant, parfois en même temps, et parfois après le débit liquide maximum. Pour les retenues aménagées sur le cours inférieur, la pointe de turbidité survient normalement après le débit maximum, mais pour les retenues situées dans le haut bassin , c'est la pointe de turbidité qui arrive la première; Le calibre des matériaux en suspension et des matériaux charriés dans une rivière varie selon les saisons car les matériaux sont mis en mouvement du fait des contraintes tangentielles exercées par l'écoulement. Les forts débits entraînent davantage de sable que les faibles débits (Herb 1980.

Les matériaux dissous arrivent directement dans la retenue avec l'eau et ne dépendent ni de la vitesse du courant ni de la turbulence .

La concentration des matériaux dissous dépend beaucoup du climat. Elle est la plus élevée en terrain sec, mais peut dépasser 50 mg/l dans les climats tempérés. Dans la plupart des rivières, cette concentration augmente en s'approchant de la mer (Langbein et Dawdy 1964, Loughran 1975).

Les problèmes de transport solide ne sont pas uniformes dans le monde , car la vitesse de l'érosion dépend non seulement des effets combinés du relief , du climat et de la végétation, mais également de l'activité humaine . En conséquence, les problèmes de sédimentation dans les lacs et les retenues varient beaucoup d'un continent à l'autre.

Cependant , Fleming (1969) est arrivé à des conclusions nettement différentes . Il a analysé la production de sédiments en fonction de la végétation , et a démontré que les quantités maximales provenaient du désert ou des zones à faible végétation et les quantités minimales des zones où la végétation est constituée de feuilles et de conifères . Par conséquent , ce sont les retenues implantées dans des zones arides ou semi-arides qui risquent le plus de subir de graves

problèmes d'envasement , celles des zones tempérées étant moins susceptibles de connaître ces difficultés.

La plupart des sédiments se déposant dans les retenues sont constitués de matières non-organiques . Cependant , dans beaucoup de lacs peu profonds implantés dans des régions au relief peu accidenté et sur des rivières à faible capacité de transport , les populations indigènes de phytoplanctons peuvent constituer une part importante de matières solides .

Ces populations augmentent et diminuent selon les saisons , et des espèces variées se développent à des moments différents de l'année. Dans certains lacs et certaines retenues peu profondes, la productivité, définie en fonction du carbone produit sous forme organique, est considérable. La silice biogénique provenant des squelettes de diatomées est également une composante importante ce système. Localement, les contributions organiques, sont donc très significatives et ne doivent pas être négligées.

Cependant, ce rapport ne traitera pas de l'impact de ces contributions plus en détail.

III .3. Mouvement des matériaux solides dans une retenue

Le comportement des matériaux solides dans un lac ou une retenue dépend des diverses formes de la circulation des eaux , qui déterminent les zones de creusement et de remblaiement. Les forces dynamiques et les mécanismes concernés sont nombreux et variés, 'et peuvent avoir des interactions . L'étude de la sédimentation dans une retenue nécessite donc l'analyse de nombreux phénomènes.

Il existe trois sources naturelles d'énergie qui contrôlent les phénomènes physiques dans une masse d'eau , à savoir le vent , l'écoulement de la rivière et l'échauffement solaire (Tableau3.1).

Agent naturel	Vent	Echauffement solaire	Ecoulement
Paramètres caractéristiques	Orientation taille, profon-deur et forme du bassin topographie locale durée force de coriolis	latitude altitude topographie locale profondeur d'eau	débit concentration des matériaux solides forme de la retenue température de l'eau force de coriolis
Effets	formation de vagues courants jaillissement lames d'eau cotières seiches	stratification mélanges retournement couverture de glace vagues internes	diffusion de sédiments courants de densité formation de deltas

***Table*au 3.1 :** Phénomènes physiques ayant une influence sur le transport des matériaux solides dans les retenues et les petits lacs (d'après Sly1978).

L'activité de ces trois sources d'énergie est déterminée par le climat local, et leur impact est plus ou moins important d'un site à l'autre. Les marées et les seiches liées aux variations de pression atmosphérique se font sentir uniquement sur des plans d'eau beaucoup plus grands que la plupart des retenues.

III .3. 1. Effet du vent

Quand le vent souffle sur une retenue, il exerce une contrainte tangentielle sur la surface de l'eau, et le transfert de quantité de mouvement qui en résulte fait bouger l'eau de la surface dans la direction du vent . Il se crée alors des vagues, des courants de surface et des contre-courants ainsi que des courants de Langmuir.

Les vagues créées par le vent suivent un mouvement oscillatoire dans lequel la hauteur (H), la longueur d'onde (λ)et la vitesse du mouvement (C) sont bien définies.

Ces caractéristiques sont le résultat de l 'énergie fournie par le vent , énergie liée à la vitesse, à la durée et au Fetch (la distance continue sur laquelle souffle le vent).

L'énergie produite, et donc la hauteur des vagues, augmente avec chacun de ces facteurs.

La profondeur de la retenue exerce aussi une influence. Dans certaines retenues suffisamment profondes, il se forme des vagues pour lesquelles :

$$C^2 = \frac{9\lambda}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{\lambda} \qquad 3\text{-}1$$

où C: représente la vitesse de la vague , λ la longueur de la vague et d la profondeur de l'eau . Les particules d'eau suivent des trajectoires orbitales dans lesquelles la vitesse tangentielle 'π h/λ peut atteindre plus d'un mètre/seconde. Quand elles atteignent des eaux peu profondes , les vagues deviennent isolées et lorsque la profondeur tombe à la moitié de la longueur d'onde, tanh 2πd/λ s'approche de 2πd/λ , et l'on peut écrire : $C^2 = gd$.

Quand des vagues arrivent en eau peu profonde , la composante horizontale de leur mouvement se conserve, tandis que la composante verticale diminue jusqu'à ce que les trajectoires déformées ne se referment plus, si bien qu'un mouvement de l'eau en masse se produit.

La crête de la vague déferlante dissipe son énergie en s'approchant du bord , entraînant des matériaux solides dans son mouvement de va-et-vient entre le large et la rive.

Le flux d'énergie vers la rive n'a jamais pu être déterminé, quoique l'énergie moyenne de la vague par unité de surface d'eau ait été estimée par Longuet - Higgins(1952) à 1/8 ρg^{H2} (pour la racine carrée moyenne de la hauteur de la vague).

Les courants oscillatoires des vagues font que les matériaux déposés sont fréquemment remaniés dans des eaux de profondeur inférieure à la moitié de la longueur de la vague.

Les matériaux fins peuvent retourner en suspension, tandis que le sable reste au fond et forme des rides.

Quand une vague traverse une eau de profondeur variée , les parties en eau profonde avancent plus vite que celles en eau peu profonde , et la ligne de crête de la vague s'incurve.

La plus grande partie de l'énergie des vagues se dissipe sur les berges de la retenue, avec comme résultat l'érosion des matériaux non consolidés. , ce qui entraîne la formation de falaises bordières . Les matériaux fins sont emportés en suspension loin des bords, tandis que les matériaux grossiers restent sur place pour former un système de banquettes d'érosion et de talus près de la surface de l'eau. Le bord extérieur des berges devient raide, et l'on peut observer une succession de marches qui sont autant de plages apparues lors des abaissements du plan d'eau. En général, des niveaux d'eau stables s'accompagnent de rives plates et étendues.

Les affouillements ne concernent pas que les rives, car la composante verticale des vagues peut soulever des matériaux fins du lit à tout moment lorsqu'elles passent sur des haut-fonds.

Du fait de l'entraînement sélectif des matériaux du bord par les vagues, les zones littorales sont constituées de matériaux grossiers, et les matériaux fins dominent dans les zones plus profondes. Le comportement des zones littorales des lacs est mal connu et n'a reçu que peu d'attention en dehors

des Grands Lacs de l'Amérique du Nord (Fox et Davis 1970, 1976).

La contrainte tangentielle exercée par le vent met aussi en mouvement les eaux superficielles de la retenue . La mobilité de cette eau de surface est souvent Elevée , et l'on constate fréquemment des courants d'une vitesse atteignant 1 à 3 % de celle du vent (Bengtsson 1978 ; Haines e t Bryson 1961) . Le courant superficiel peut transporter des volumes d'eau considérables sur l'ensemble de la retenue, et des contre-courants s'établissent en profondeur qui ramènent l'eau en sens inverse du vent . Dans des retenues de faible profondeur, ces courants de retour se développent près des berges.

Ces courants de fond évoluent à des vitesses nettement inférieures à celles du courant superficiel , en général avec un ordre de grandeur en moins (3 cm/s contre 30 cm/s). De tels courants peuvent suffire pour transporter des matériaux solides en décantation vers le côté de la retenue qui est au vent, où une sédimentation accrue se produira.

Les courants superficiels, comme tout fluide en mouvement, sont assujettis aux forces déviatrices géostrophiques de Coriolis. Il en résulte que dans l'hémisphère nord les courants sont défléchis vers leur droite, et dans l'hémisphère sud vers leur gauche. Une déviation du courant de 20° par rapport au vent n'est pas rare.

Le passage du vent sur une eau calme crée souvent des vortex à axes horizontaux parallèles au vent , tournant alternativement dans le sens des aiguilles d'une montre et en sens inverse. Cela se manifesta par un aspect strié de la surface . Les courants associés à ce phénomène se déplacent vers des zones de convergence , atteignant jusqu'à 30 % de la vitesse des courants superficiels créés par le vent (9 cm/s pour 30 cm/s) (Ottesen Hansen 1978) .Ces circulations de Langmuir sont confinés dans l'épilimnion lorsque les eaux sont stratifiées ,mais peuvent atteindre le fond de la retenue dans des conditions isothermiques . Les vortex créent un effet de balayage qui conduit à la formation de petites bandes de sédiments.

L'action prolongée du vent sur une retenue produit un basculement de surface tel que le niveau est exhaussé dans la partie sous le vent. Si le vent cesse brutalement, cet exhaussement disparaît et un mouvement oscillatoire apparaît, dont la périodicité et l'amplitude dépendent de la géométrie de la retenue. Des oscillations similaires apparaissent aussi à l'occasion de variations rapides de la pression atmosphérique. Toutes ces oscillations se traduisent par la formation de seiches qui font entrer la retenue en résonance, créant de faibles courants capables de transporter des matériaux en suspension. Toutes les retenues résonnent. Chacune comporte un nombre caractéristique de nœuds et des axes vibratoires géométriquement définis si bien que les courants induits par les seiches (1 à 4 cm/s) sont souvent complexes . Certains peuvent transporter des petites quantités de sédiments à des sites observables,, mais dans la plupart des retenues ces mécanismes sont occultés par les effets des autres facteurs.

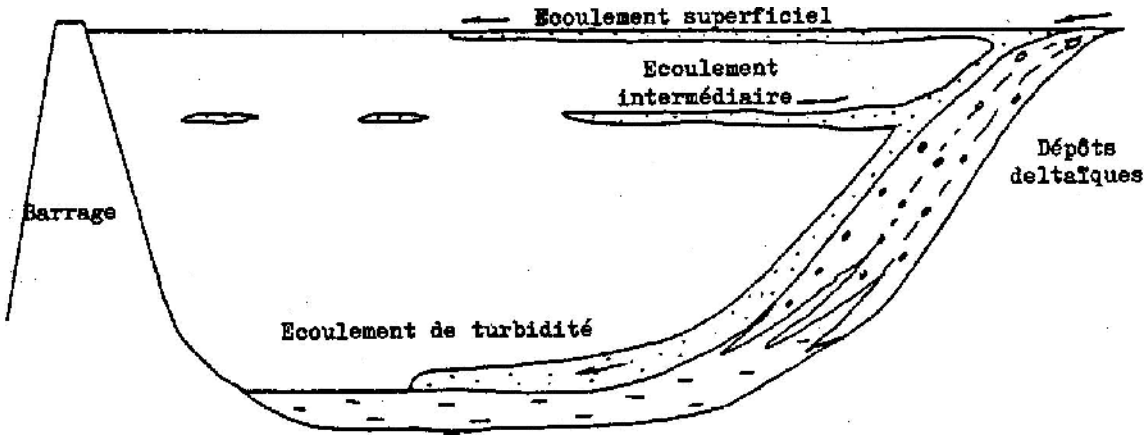
III .3. 2. Contribution de la rivière

Quand une rivière entre dans une retenue, elle transporte trois sortes de matériaux : les matériaux charriés, les matériaux en suspension et les matériaux dissous. L'abondance et la concentration de ces trois catégories varient durant l'année, de même que la taille des matériaux transportés. Les matériaux en suspension constituent normalement 90 à 95 % de la totalité des matériaux transportés (Parker et alia 1964) . Ils sont transportés par la force vive de la rivière, et , outre la quantité de matériaux dissous et la température de l'eau , c'est leur concentration qui détermine la densité de l'eau entrant dans la retenue.

Le chemin adopté par la rivière entrante chargée de matériaux solides est fonction du régime de densité de la retenue. En été, quand la retenue est stratifiée, l'eau tiède de la rivière entrante peut' avoir une densité plus faible que celle de l'épilimnion, et elle s'écoule alors en restant en surface (écoulement superficiel).

Plus fréquemment, la densité de l'eau de la rivière se situe entre celle de l'épilimnion et celle de l'hypolimnion et un écoulement intermédiaire se produit au niveau de la thermocline. Des apports d'eau plus froide que celle de la retenue. ou particulièrement chargée en matériaux solides, ont

une densité élevée et donnent lieu à un écoulement sur le fond de la retenue dit écoulement de turbidité (figure 3.1).



Vase de fond et matériaux solides

Figure 3.1 : Mécanismes de distribution et les types de sédiments associés proposés Pour la sédimentation clastique dans une retenue dipotrophique avec une stratification thermique annuelle.

Les écoulements superficiels et intermédiaires entrent dans la retenue d'une façon linéaire , mais les eaux chargées en sédiments sont largement dispersées à ces niveaux par le vent. L'écoulement superficiel apparaît sous forme d'un panache décoloré. Pour les écoulements intermédiaires et les écoulements de turbidité, on constate de brusques changements de couleur autour du point où la masse d'eau s'enfonce sous les eaux superficielles .

Les matériaux fins peuvent , soit rester en suspension dans les eaux supérieures, soit rester au niveau de la pycnocline qui peut admettre des concentrations importantes sans que la densité des. eaux supérieures soit modifiée d'une façon significative (Matthews 1956; Sturm et Matter. p. 162 - tableau 3.2).

Profondeur	Température °C	Matériaux en en suspension mgl^{-1}	Densité de de l'eau	Densité de la suspension	Densité différentielle
Rivière	5.4	21400	0.9999842	1.0128435	128593×10^{-6}
Surface de la retenue	13.8	10.7	0.9992987	0.9993051	64×10^{-6}
0.5 m	13.7	4.3	0.9993123	0.9993149	26×10^{-6}
10 m	11.0	40.0	0.9996328	0.9996568	240×10^{-6}
26 m	8.4	4.8	0.9998509	0.9998538	29×10^{-6}
110 m	5.6	54.7	0.9999795	1.0000123	328×10^{-6}

Tableau 3.2 : Variations de la densité en fonction de la température de l'eau et de la concentration en matières en suspension dans le lac Brienz et la rivière qui l'alimente, l'Aare. Mesures effectuées-en période de crues (d'après Sturm et Matter 1978).

Les matériaux retenus au niveau de la thermocline (Nydegger 1967) circulent avec les eaux supérieures et sont dispersés partout dans la retenue . Des écoulements intermédiaires dans le lac Constance ont pu être suivis sur 20 km le long de la rive droite (Auerbach 1939) , ce qui démontre probablement l'influence de la déviation de Coriolis (Hamblin et Carmack 1978 ; Wirght et Nydegger 1980) . Des courants préférentiels peuvent parfois concentrer les sédiments intermédiaires selon des trajectoires bien définis (Sturm 1976) .

Quand les conditions isothermes se rétablissent , les matériaux fins se décantent et couvrent entièrement le fond de la retenue . Cette couche bien définie de matériaux " pélagiques " peut contribuer à la formation d'une structure lamifiée ou "à varves" ($ strem 1975 ; Gustavson 1975) . Sous les hautes latitudes et en altitude en hiver ,la glace présente en surface gêne la circulation dûe au vent , et la diminution générale des courants permet la décantation des matériaux en suspension . Pour cette raison , on a souvent lié ces couches de sédiments "à varves" aux cycles annuels de déposition, mais leur origine ne se limite pas seulement à ce phénomène.

Quand il y a absence de thermocline , des couches homogènes de matériaux solides s'accumulent grâce à une sédimentation pélagique continue . C'est le cas dans de nombreux lacs tropicaux (Ashley 1975) .

L'existence des courants de fond ou de turbidité dépend fortement de la nature du transport de la rivière entrante. Quand une rivière est extrêmement chargée en matériaux en suspension, par exemple lors de la première crue d'une saison, le panache d'eau entrant plonge le long de la pente deltaïque vers le fond de la retenue ; (Gould 1960 a, b ; Lara et Sanders 1970 ; Gilbert 1975 : Lambert et alia 1976 ; Zhang 1976 ; Fan 1981) . Normalement , ce courant de fond dévale dans des chenaux pré-existants bien marqués sur la face externe du delta , et ne déborde des cavaliers marginaux que tout en bas (Sturm et Matter 1978) . L'apparition de ces courants de fond est souvent liée à des périodes de crue.' Selon l'endroit , elle peut revenir plusieurs fois dans une même année, ou se limiter uniquement à des épisodes hydrologiques majeurs, par exemple aux crues de période de retour 25 ou 40 ans.

Les courants de densité pénètrent en-dessous de l'eau claire de la retenue quand la concentration de matériaux en suspension dépasse un certain seuil de densité . Cela se produit quand la valeur du nombre de Froude descend à 0.6, cette valeur diminuant quand la concentration augmente (Fd) . Dans le lac Mead , les courants de densité arrivant au barrage avaient une densité de 1.006 à 1.02 (Gould 1960) ; tandis que dans la retenue de Sanmenxia des densités de 1.061 ont été relevées dans ces courants.

Les courants de turbidité ne résultent pas tous des effets de la rivière entrante, car ils peuvent aussi être créés par des glissements de terrain subaquatiques provenant des deltas ou des berges de la retenue. De tels glissements, qui sont généralement le résultat d'une accumulation excessive de matériaux de tenue médiocre qui peuvent aussi être induits par des séismes, se produisent indépendamment de la stratification de la masse d'eau.

Les matériaux dispersés dans la masse d'eau décantent vers le fond . Ils peuvent être interceptés , et emprisonnés ou ralentis à la pycnocline , mais quand des conditions isothermes dominent , rien ne gêne leur descente vers le fond avec des vitesses de chute qui dépendent de leur taille, de leur densité et de la viscosité de l'eau.

Les matériaux grossiers se décantent rapidement , laissant derrière eux les limons fins, les argiles et les matériaux organiques à basse densité finement dispersés . Les vitesses de chute des particules d'argile se mesurent en quelques dizaines de centimètres par jour , et elles peuvent être transportées partout dans la retenue par des courants lents pendant qu'elles s'approchent du fond.

Dans la plupart des retenues , des fragments de minéraux tels que quartz , feldspar, mica ou argiles dominent la partie inorganique des matériaux en suspension.

Tous les minéraux présentent les réseaux cristallins habituels qui comportent des charges ioniques non neutralisées sur les surfaces de rupture, si bien que beaucoup de ces minéraux possèdent une charge négative sur leurs faces et une charge positive sur leurs bords . Ces charges favorisent la floculation des matériaux en suspension par liaison ionique . La décantation des floculats est plus rapide que celle des particules individuelles, mais demeure relativement lente, car les floculats forment des structures ouvertes, avec de l'eau présente entre les composants.

III. 4. Structure et caractéristiques hydrauliques des mouvements des masses de l'eau dans les barrages

Les facteurs hydrométéorologiques et les processus de renouvellement des eaux conduisent à la formation de courants permanents ou périodiques dans les barrages. A la différence des courants fluviaux, ceux-ci peuvent se créer sous l'action des forces tangentielles dues à l'influence des courants aériens sur les surfaces d'eau. Puisque dans le mouvement de l'eau de très grandes quantités de masses d'eau prennent part, possédant par ailleurs une grande inertie, les forces de viscosité pour les courants dans les réservoirs acquièrent une importance particulière.

III. 4.1. Quelques aspects spécifiques de l'hydraulique des réservoirs

Les principaux aspects hydrauliques des réservoirs d'eau sont principalement les courants progressifs, les mouvements ondulatoires des eaux et les processus de mélange et de renouvellement des eaux.

La description des phénomènes ayant lieu sur la surface des réservoirs (les courants , le s ondes intérieures , les conditions de stratification et de mélange) et la détermination des coefficients de diffusion peuvent se réaliser pour autant qu'on dispose de données mesurées in-situ. Cette manière d'aborder l'hydraulique des réservoirs est très actuelle par rapport à la nécessité de prendre en considération les phénomènes hydrauliques et la dynamique des réservoirs dans le processus d'évolution de la qualité des eaux . Par exemple pour l'évaluation de l'effet d'une masse d'air sur la formation des courants et des circulations dans les réservoirs on utilise la relation du bilan d'énergie entre l'effort de cisaillement (de glissement) et la vitesse du vent. Le transfert et la répartition de l'énergie ont lieu à l'intérieur des réservoirs aussi bien en profondeur que dans la direction horizontale. De ce fait ils se créent des courants de circulation ainsi qu'un transfert et une diffusion de solutés. Parallèlement aux questions de transfert et de dissipation de l'énergie dans les réservoirs d'autres points restent encore quelques non résolus, en particulier l'utilisation des critères hydrauliques de turbulence . On sait que l'un de ces critères est le nombre de Reynolds: $Re = v H /\upsilon$. Les forces d'inertie conduisent au rapprochement des volumes d'eau éloignés les uns des autres et permettent la formation de courants non uniformes. Inversement les forces de viscosité, conduisent à l'atténuation des petites hétérogénéités résultant de l'uniformisation des vitesses au niveau des points les plus proches. Pour les faibles valeurs du nombre de Re les caractéristiques du courant changent de façon régulière, aucune irrégularité brusque n'a lieu dans le courant parce que les forces de viscosité sont prépondérantes par rapport aux forces d'inertie. L'écoulement prend un caractère laminaire et la perte d'énergie ne dépend plus de la rugosité relative. Pour les grands nombres de Re les forces d'inertie s'accaparent le rôle principal. Le transfert d'énergie des grands tourbillons aux petits tourbillons conduit à un courant non uniforme brusque et à la formation d'ondulations chaotiques semblables à un courant turbulent.

Dans les réservoirs dont les profondeurs peuvent être très importantes les pentes ainsi que les vitesses des courants sont très faibles.

De très nombreuses études ont montré que les masses d'eau dans les réservoirs conservent longtemps leurs propriétés initiales invariables dans le sens vertical en l'absence d'une stratification (à l'exception, bien entendu, des périodes de formation des convections verticales et de la couche de mélange des vagues produites par le vent), tandis que dans les cours d'eau les échanges verticaux ont lieu dans une période de temps très courte. Les cours d'eau se caractérisent par de très grands nombres de Re dont les valeurs sont fonction des vitesses du courant. En écoulements turbulents les perturbations de forme tourbillonnaire de différentes dimensions enveloppent souvent toute la profondeur. On peut difficilement observer dans les

réservoirs à grandes profondeurs où les vitesses du courant sont très faibles un tel spectre de tourbillons suivant la verticale, bien que leurs régimes soient considérés comme turbulents compte tenu du nombre de Re. Ces particularités hydrauliques des courants dans les réservoirs posent avant tout le problème d'établissement des lois pouvant relier les résistances hydrauliques au coefficient de turbulence. Ceci donne la possibilité de déterminer le régime hydraulique des courants dans les réservoirs, tandis que l'application formelle des méthodes de l'hydraulique fluviale dans ce cas n'est apparemment pas toujours conforme à la réalité.

III. 4. 2. Evaluation des pertes d'énergie et des coefficients de résistance hydrauliques des écoulements dans les réservoirs

En l'absence d'une méthode spéciale de calcul du régime hydraulique dans les réservoirs nous allons examiner les différentes dispositions hydrauliques relatives au calcul des pertes d'énergie et des résistances hydrauliques, qui influent sur le caractère des mouvements, et les possibilités de leurs évaluations.

Il a été établi sur la base des différentes expériences dans les conduites, que la transition d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent se produit, lorsque le nombre de Re atteint une certaine valeur critique Re_{cr} et des perturbations se caractérisant par des pulsations très rares peuvent apparaître dans le courant . Ces perturbations , agissent très faiblement sur le caractère laminaire du régime d'écoulement, sur le profil des vitesses ainsi que sur les valeurs des résistances et autres caractéristiques hydrauliques du courant à cause de leurs faibles fréquences. Les perturbations qui prennent forme avec les faibles nombres de Re se dissipent dans la masse de l'écoulement. Cependant lorsque le nombre Re croit jusqu'à une valeur critique - elles mettent le courant dans un nouvel état qualitatif - le régime turbulent . La valeur de Re_{cr} dépend de l'intensité des perturbations. Pour de grandes valeurs du Re, propres au régime turbulent , il se forme près des parois une couche limite, dans laquelle la vitesse de l'écoulement varie rapidement de zéro près de la paroi jusqu'à une certaine valeur limite, caractérisant la vitesse moyenne de l'écoulement. La variation rapide des vitesses montre , que dans les limites de cette couche l'influence des forces de frottement augmente contrairement aux forces d'inertie qui diminuent.

Dans un écoulement turbulent, on distingue une zone limite, ayant une structure complexe dans laquelle on trouve une couche laminaire visqueuse dont l'épaisseur δ peut être définie par cette expression:

$$N = v_* \delta / \upsilon \qquad 3\text{-}2$$

Ici v_*-vitesse dynamique, la valeur de N varie selon Nikyradzé.

Cette différence s'explique par la difficulté de détermination des limites de la couche visqueuse où la turbulence est négligeable.

Pour la détermination des limites de la couche proche du fond on préconise d'utiliser les coordonnées du maximum des vitesses de pulsation longitudinales ainsi que les coordonnées de l'épure des moments de corrélation , caractérisant le frottement turbulent . L'utilisation des caractéristiques cinématiques de la couche proche du fond permet enfin de déterminer le caractère du mouvement du courant et les valeurs des pertes hydrauliques.

Les pertes de charge pour la ligne de courant sont données par cette formule:

$$h_w = 32\mu l/\gamma d^2\upsilon \qquad 3\text{-}3$$

Qui devient après multiplication du numérateur et du dénominateur par 2υ :

$$h_w = 32\mu l\upsilon(2\upsilon)/\gamma d^2.(2\upsilon) = 64/\upsilon d/v \; l/d \; \upsilon^2/2g = 64/Re \; l/d \; \upsilon^2/2g \qquad 3\text{-}4$$

où $\lambda = 64/R_e$ - coefficient de résistance hydraulique ; l – longueur du tronçon ;
d – diamètre ; v – vitesse moyenne.

A partir de la dernière formule on vient :

$$h_{w.} = \frac{\lambda}{d}\frac{v^2}{2g} \qquad 3\text{-}5$$

Ou en supposant que h_w /l = i et d = H et en résolvant par rapport à λ, on peut déterminer la résistance hydraulique

$$\lambda = 2gHi/\ v^2 \qquad 3\text{-}6$$

Les équations de perte de charge et de résistance hydraulique qui caractérisent les divers régimes d'écoulement sont considérées à un certain degré comme universelles.
Les principales résistances hydrauliques au mouvement de l'eau apparaissent dans la couche de fond, où la vitesse du courant diminue jusqu'à une valeur nulle. Dans cette couche la vitesse varie de façon assez brutale , et sa variation, d'après les expériences de Nikitine et celles effectuées par nos soins peut être décrite par une loi linéaire.

Alors la contrainte tangentielle

$$\tau_{0.} = \mu\frac{dV}{dn} = \mu\frac{v_\delta}{\delta} \qquad 3\text{-}7$$

Peut être considéré comme une constante dans les limites de toute la couche de fond (ici v_δ- la vitesse à la frontière de la couche du fond).
La vitesse de la contrainte tangentielle v_* (la vitesse dynamique) est reliée à la valeur de la contrainte tangentielle par cette relation.

$$\tau_{0.} = \rho v_*^{\ 2} \qquad 3\text{-}8$$

la contrainte tangentielle pour les écoulements uniformes peut être déterminée par cette expression :

$$\tau_0 = \gamma\ Hi \qquad 3\text{-}9$$

En utilisant les formules (3-6) et (3-9), on écrit pour λ l'identité

$$\lambda = 2\ \tau_0 / \rho\ v^2\ \ 2v_*^{\ 2} / \upsilon^2 = 2\ \mu/\ \rho\ v^2\ \ v_\delta / \delta = 2\ v / v^2 v_\delta / \upsilon^2 \qquad 3\text{-}10$$

Donnant la possibilité de déterminer λ à travers les caractéristiques connues de la couche de fond.
En utilisant la méthode dimensionnelle, on obtient la forme générale de la relation des forces de frottement τ en fonction des paramètres hydrauliques

$$\tau = k\ v^n\ H^{n-2-x}\ \mu^{2-n}\ \rho^{\ n-1}\Delta^x \qquad 3\text{-}11$$

où k, x, n- coefficient de proportionnalité et des exposants ; Δ- grandeur des saillies de la rugosité.
Après transformation de l'équation (3-11) on obtient l'expression principale des forces de frottement à l'aide des caractéristiques de la turbulence (R_e) et la rugosité relative (Δ / H) :

$$\tau = kv^2\ \rho/\ R_e^{\ 2-n}\ (\Delta / H)^x \qquad 3\text{-}12$$

Pour les écoulements uniformes dans les canaux découverts

$$\tau = \lambda/2 \ \rho v^2 \qquad 3\text{-}13$$

En substituant l'expression (3-13) dans l'équation (3-12) et en résolvant par rapport à λ, on obtient

$$\lambda = 2\ k(\Delta / H)^x / R_e^{2-n} \qquad 3\text{-}14$$

Si la rugosité du lit n'influe pas sur la résistance au mouvement de l'eau, il est nécessaire de prendre x = 0.
Alors l'équation (3-14) décrit la résistance hydraulique du liquide en régime laminaire

$$\lambda = 2k / Re^{2-n} \qquad 3\text{-}15$$

n = 1 d'après les recherches de Reynolds sur le régime laminaire dans les conduites ainsi pour λ on obtient :

$$\lambda = 2k / R_e \qquad 3\text{-}16$$

La valeur 2k, d'après les expériences de Reynolds, est égale à 64, raison pour laquelle en hydraulique. on introduit cette formule :

$$\lambda = 2k / R_e \qquad 3\text{-}17$$

Lorsqu'on décrit le régime laminaire 2k = 64 est observée seulement lorsque la section de la conduite est circulaire. Pour les conduites ayant d'autres sections λ peut être exprimé par une formule plus générale

$$\lambda = a / R_e \qquad 3\text{-}18$$

Où a- coefficient dépendant de la forme de la section. Ses valeurs varient en fonction de la forme de la section (de 64 à 96).
On peut supposer d'après l'expression (3-14) que la variation du coefficient a dans une certaine mesure est liée à la formation de la couche limite, c'est à dire à la nature relativement lisse de la conduite H/δ(ou δ – épaisseur de la couche limite).
Le mouvement dans les canaux avec un écoulement pleinement turbulent, c'est à dire dans un domaine quadratique, peut être décrit par l'équation (3-14) pour n = 2. Alors

$$\lambda_{dq} = 2k/ (\Delta / H)^x \qquad 3\text{-}19$$

il est à remarquer, que la résistance dans le domaine quadratique du mouvement dépend seulement du caractère lisse (ou de la rugosité).
Ainsi , en partant de la méthode dimensionnelle , on peut obtenir la relation principale pour la détermination du coefficient hydraulique de résistance pour n'importe quel canal (la formule (3-14),
après substitution des exposants n et x permet de calculer la valeur de λ pour les régimes laminaires ou turbulent (dans le domaine quadratique).
Afin de pouvoir connaître à quel régime appartiennent les courants dans les réservoirs d'eau, des recherches particulières doivent être effectuées à cet effet.
La détermination des résistances hydrauliques est nécessaire pour la construction du plan des courants et la mise en évidence des structures des courants dans les réservoirs.

Conclusion

Le comportement des matériaux solides dans une retenue dépend des formes du mouvement des eaux , qui déterminent les zones de creusement et de remblaiement. Les forces dynamiques et les mécanismes concernés sont nombreux et variés, et peuvent interagir entre eux. L'étude de la sédimentation dans une retenue nécessite donc l'analyse de nombreux phénomènes lies aux écoulements mêmes.

Il existe trois sources naturelles d'énergie qui contrôlent les phénomènes physiques dans une masse d'eau , à savoir le vent , l'écoulement de l'eau et l'échauffement solaire .

Quand le vent souffle sur une retenue, il exerce une contrainte tangentielle sur la surface de l'eau, et le transfert de quantité de mouvement qui en résulte fait bouger l'eau de la surface dans la direction du vent . Il se crée alors des vagues, des courants de surface et des contre-courants ainsi que des courants de Langmuir.

Et quand une rivière entre dans une retenue, elle transporte trois sortes de matériaux : les matériaux charriés, les matériaux en suspension et les matériaux dissous. Et les écoulements superficiels et intermédiaires entrent dans la retenue d'une façon linéaire , mais les eaux chargées en sédiments sont largement dispersées à ces niveaux par le vent. L'écoulement superficiel apparaît sous forme d'un panache décoloré. Pour les écoulements intermédiaires et les écoulements de turbidité, on constate de brusques changements de couleur autour du point où la masse d'eau s'enfonce sous les eaux superficielles.

La particularité du mouvement des masses d'eau dans les réservoirs est la formation de structures dynamiques sous forme de courants de transition, de zones de circulation et de remous.

Le rapport des forces, induisant le mouvement et opposant une résistance au mouvement des masses d'eau, détermine le caractère de dissipation de l'énergie des écoulements transitoires. Les pertes d'énergie dépendent de la rugosité relative du fond et de la turbulence du courant.

CHAPITRE IV

MODELISATION NUMERIQUE DES ECOULEMENTS DANS LES RESERVOIRS

CHAPITRE IV : MODELISATION NUMERIQUE DES ECOULEMENTS DANS LES RESERVOIRS

IV.1 **Introduction**

L'objectif de ce chapitre est de présenter en détails les modèles numériques que nous avons jugés pertinents, pour reproduire l'écoulement et le transport solide dans les réservoirs. Ecoulement et transport solide pouvant être découplés en raison de la faible concentration, la première partie de ce chapitre est consacrée à la modélisation numérique de l'écoulement ; la seconde, à la modélisation numérique du transport.

Nous avons choisi d'utiliser un code de calcul commercial ; il en existe de nombreux.

Notre choix s'est porté sur le logiciel Fluent. Si le code source n'est pas accessible à l'utilisateur, Fluent présente néanmoins l'avantage de proposer des UDF (*user defined functions*) qui permettent d'intégrer, sur la base de trames prédéfinies, des apports personnels.

Nous avons de cette façon pu implémenter dans le modèle de suivi de particules une nouvelle condition limite pour le réservoir.

IV.2 ECOULEMENT

IV.2 .1 Introduction

Les équations régissant les écoulements sont issues des lois de conservation de la physique (Versteeg & Malalasekera, 1995) :

• la conservation de la masse,

• la seconde loi de Newton (égalité entre le produit de la masse par l'accélération et la somme des forces extérieures), A partir d'un bilan sur un petit élément de volume (échelle mésoscopique), nous pouvons écrire la conservation de la masse et la seconde loi de Newton sous forme différentielle. Ces deux lois sont écrites dans le cas d'un fluide Newtonien compressible respectivement dans les équations précédent. Ce système de quatre équations forment les équations de Navier Stokes. Dans ces équations, (**x**, **y**, **z**) est le système de coordonnées cartésiennes, **y** étant l'axe vertical ; ρ, la masse volumique du fluide ; **u** = (u, v, w), le vecteur vitesse instantanée ; p, la pression ; μ, la viscosité dynamique du fluide ; et **g,** l'accélération de la pesanteur. Les caractères apparaissant en gras dans le texte correspondent à des vecteurs.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div\left(\rho \vec{u}\right) = 0 \qquad 4.1$$

$$\frac{\partial (\rho u)}{\partial t} + div\left(\rho u \vec{u}\right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + div\left[\mu grad(u)\right] \qquad 4.2$$

$$\frac{\partial (\rho v)}{\partial t} + div\left(\rho v \vec{u}\right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + div\left[\mu grad(\boldsymbol{v})\right] + \vec{g} \qquad 4.3$$

$$\frac{\partial (\rho w)}{\partial t} + div\left(\rho w \vec{u}\right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + div\left[\mu grad(w)\right] \qquad 4.4$$

IV.3. Modélisation de la turbulence

IV.3. 1 Caractéristiques d'un écoulement turbulent

La plupart des écoulements rencontrés en ingénierie sont turbulents. De tels écoulements sont caractérisés par des valeurs importantes du nombre de Reynolds. Ce nombre est explicité dans l'équation (4.5). Ici, U et L sont respectivement une vitesse et une longueur caractéristiques de l'écoulement.

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho U L}{\mu} \qquad 4.5$$

En dessous d'une valeur critique du nombre de Reynolds (aux alentours de 2000 quand on considère pour la longueur le diamètre hydraulique), l'écoulement est laminaire, c'est-à-dire que les grandeurs physiques qui le caractérisent (vitesses, pression) sont stables dans le temps.
Un tel régime se caractérise notamment par une faible diffusion (chaleur, concentration, *etc*.).
Dans ce cas, l'écoulement est parfaitement décrit par les équations la conservation de la masse et la seconde loi de Newton dans lesquelles **u** = (u, v, w) et p représentent alors respectivement le vecteur vitesse et la pression valeurs instantanées et moyennes sont égales).
Au dessus d'une valeur critique du nombre de Reynolds, l'écoulement devient turbulent. La valeur critique au delà de laquelle l'écoulement est turbulent est en général dans l'intervalle 2000 – 4000 mais peut également être beaucoup plus grande (jusqu'à 70 000) dans le cas d'écoulements peu perturbés (Bailly & Comte-Bellot, 2003).
Un écoulement turbulent présente un caractère aléatoire et chaotique, ce qui se caractérise par des vitesses et pression non stationnaires, comme illustré sur la figure 2.4 pour la composante u de la vitesse.

IV.3. 2 Equations de Reynolds

La vitesse instantanée d'un écoulement turbulent peut être décomposée en une vitesse moyenne et une vitesse fluctuante. Cette décomposition, appelée décomposition de Reynolds, est écrite pour une composante de la vitesse dans les équations (4.6) et (4.7).

$$U = \frac{1}{\Delta t}\int_0^{\Delta t} u(t)dt \qquad 4.6$$

$$u'(t) = u(t) - U \qquad 4.7$$

Dans ces équations, U est la vitesse moyenne ; u, la vitesse instantanée ; et u', la vitesse fluctuante. Le même type d'écriture peut être effectué pour les deux autres composantes de la vitesse ainsi que pour la pression.
En introduisant cette décomposition dans les équations de Navier Stokes, puis en intégrant temporellement celles-ci entre 0 et l'infini, on obtient les équations de Reynolds d'un fluide Newtonien compressible, comme écrit dans les équations (4.8) à (4.11). Ici, **U** = (U, V, W) est le vecteur vitesse moyenne ; P, la pression moyenne ; et **u'** = (u', v', w'), le vecteur vitesse fluctuante. La barre signifie que la grandeur est intégrée temporellement entre 0 et l'infini.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div(\rho U) = 0 \qquad 4.8$$

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + div\left(\rho U \vec{U}\right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + div\left[\mu grad(U)\right] + \left[-\frac{\partial\left(\rho\overline{u'u'}\right)}{\partial x} - \frac{\partial\left(\rho\overline{u'v'}\right)}{\partial y} - \frac{\partial\left(\rho\overline{u'w'}\right)}{\partial z}\right] \quad 4.9$$

$$\frac{\partial(\rho V)}{\partial t} + div\left(\rho V \vec{U}\right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + div\left[\mu grad(V)\right] + \left[-\frac{\partial\left(\rho\overline{u'v'}\right)}{\partial x} - \frac{\partial\left(\rho\overline{v'v'}\right)}{\partial y} - \frac{\partial\left(\rho\overline{v'w'}\right)}{\partial z}\right] + \vec{g} \quad 4.10$$

$$\frac{\partial(\rho W)}{\partial t} + div\left(\rho W \vec{U}\right) = -\frac{\partial P}{\partial z} + div\left[\mu grad(W)\right] + \left[-\frac{\partial\left(\rho\overline{u'w'}\right)}{\partial x} - \frac{\partial\left(\rho\overline{v'w'}\right)}{\partial y} - \frac{\partial\left(\rho\overline{w'w'}\right)}{\partial z}\right] \quad 4.11$$

Si le terme en pression fluctuante disparaît suite à l'intégration temporelle, des termes de corrélation double en vitesse fluctuante subsistent. Ces six termes constituent les contraintes de Reynolds.
A ce stade, nous disposons de quatre équations présentant dix inconnues : le vecteur vitesse moyenne **U** (trois inconnues), la pression moyenne P (une inconnue), et les contraintes de Reynolds (six inconnues). Un modèle de turbulence est nécessaire pour fermer ce système.
La plupart des modèles classiques de turbulence se fondent sur l'hypothèse de Boussinesq qui modélise les contraintes de Reynolds par une force de viscosité, comme écrit dans l'équation (5.12) pour la contrainte de Reynolds en u' et v'. Ici, μ_t est la viscosité turbulente dynamique.

$$-\rho\overline{u'v'} = \mu_t\left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x}\right) \quad 4.12$$

Une fois connue l'expression de la viscosité turbulente, le système des équations sera fermé et pourra alors être résolu. Il existe de nombreux modèles pour ce terme.

IV.3. 3 Modèle de la longueur de mélange

Le modèle de la longueur de mélange se fonde sur l'hypothèse selon laquelle la viscosité turbulente peut être exprimée au moyen du produit d'une vitesse turbulente et d'une échelle spatiale (analyse dimensionnelle). La majorité de l'énergie turbulente étant contenue dans les grands tourbillons, la longueur de mélange doit être représentative des grandes structures turbulentes. Dans le cas d'un écoulement bidimensionnel dans le plan (**x**, **y**) où le terme ∂U/∂y est le seul gradient significatif, la contrainte de Reynolds s'écrit selon l'équation (5.13). Ici, l_m est appelée la longueur de mélange. Il en existe plusieurs expressions que le lecteur intéressé pourra trouver dans l'ouvrage de Versteeg & Malalasekera (1995).

$$-\rho\overline{u'v'} = \rho l_m^2 \left|\frac{\partial U}{\partial y}\right| \frac{\partial U}{\partial y} \quad 4.13$$

Les avantages d'un tel modèle sont qu'il est simple à mettre en œuvre et nécessite peu de temps de calcul. S'il permet d'obtenir de bons résultats dans plusieurs cas (jets, couche limite,*etc*.), ce modèle ne permet pas de simuler des écoulements présentant des recirculations (Versteeg & Malalasekera, 1995).

IV.3. 4 Modèle k-ε

Des modèles plus complexes ont été établis à partir d'une approche axée sur les mécanismes de la turbulence (production, transport, dissipation). Le modèle k-ε est ainsi un modèle introduisant deux nouvelles grandeurs, l'énergie cinétique turbulente par unité de masse, k, définie dans l'équation (4.14), et son taux de dissipation par unité de masse, ε, défini plus loin dans l'équation (4.17).

$$k = \frac{1}{2}\left(\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'}\right) \qquad 4.14$$

Le sens physique de l'énergie cinétique turbulente peut aisément être compris. k représente en effet l'énergie cinétique des fluctuations de vitesse.

La deuxième grandeur, **ε**, est plus délicate à comprendre physiquement. Elle exprime le fait que la dissipation de l'énergie cinétique turbulente k est principalement causée par le travail des plus petites structures turbulentes. En utilisant les notations des équations (5.15) et (5.16) (expressions similaires pour e'_{yy}, e'_{zz}, e'_{xz} et e'_{yz}), l'expression du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente par unité de masse est donnée par l'équation (5.17).

$$e'_{xx} = \frac{\partial u'}{\partial x} \qquad 4.15$$

$$e'_{xy} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{\partial v'}{\partial x}\right) \qquad 4.16$$

$$\varepsilon = 2\frac{\mu}{\rho}\left(\overline{e'^2_{xx}} + \overline{e'^2_{yy}} + \overline{e'^2_{zz}} + 2\overline{e'^2_{xy}} + 2\overline{e'^2_{xz}} + 2\overline{e'^2_{yz}}\right) \qquad 4.17$$

Les transports de k et **ε** sont régis par deux expressions similaires. Seule la forme en est donnée dans l'équation (4.18).

Taux de variation de k (ou ε) + Transport de k (ε) par convection
= Transport de k (ε) par diffusion + Taux de production de k (ε) 4.18
- Taux de destruction de k (ε)

La viscosité turbulente dynamique prend alors l'expression écrite dans l'équation (4.19), où C_μ est une constante du modèle.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \qquad 4.19$$

Quatre autres constantes interviennent dans ce modèle. Leurs valeurs standard, découlant d'un processus d'ajustement de nombreuses données expérimentales, sont rapportées dans le tableau 4.1. C_μ est le lien de proportionnalité entre la viscosité turbulente et le rapport k^2/ε. $\boldsymbol{\sigma_k}$ et $\boldsymbol{\sigma_\varepsilon}$ sont les

nombres de Prandtl (également appelés nombres de Schmidt) ; ils relient les diffusivités des grandeurs k et ε à la viscosité turbulente. Quant à $C_{1\varepsilon}$ et $C_{2\varepsilon}$, ces deux constantes interviennent respectivement dans les taux de production et de destruction de ε.

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

Tableau 4.1. Les valeurs des paramètres du modèles k-ε standard.

Le principal avantage du modèle de turbulence k-ε est qu'il s'agit d'un modèle simple (seulement deux équations de fermeture) qui a fait l'objet d'une large validation. Son inconvénient est qu'il échoue à reproduire très finement le champ de vitesse.
En plus de cette formulation standard, il en existe des variantes adaptées à certaines situations.
Nous citerons seulement le modèle RNG k-ε. Ce modèle introduit un terme supplémentaire dans l'équation de transport de ε pour prendre en compte l'effet du brassage (*swirl*) sur la turbulence. Le modèle RNG k-ε est ainsi mieux adapté que la version standard pour les écoulements tourbillonnants.

IV.3. 5 Modèle des contraintes de Reynolds (RSM)

RSM, pour *Reynolds stress model*, est un modèle de turbulence anisotrope. Plutôt que de modéliser les contraintes de Reynolds selon l'hypothèse de Boussinesq, RSM les considère comme des variables. Une équation de transport est ainsi résolue pour chacune des contraintes de Reynolds, comme écrit dans l'équation (4.20) pour la contrainte suivant les directions **x** et y

$$\begin{aligned}&\text{Taux de variation de } \overline{u'_x u'_y} + \text{Transport de } \overline{u'_x u'_y} \text{ par convection}\\&= \text{Taux de production de } \overline{u'_x u'_y} + \text{Transport de } \overline{u'_x u'_y} \text{ par diffusion}\\&- \text{Taux de dissipation de } \overline{u'_x u'_y} + \text{Transport de } \overline{u'_x u'_y} \text{ dû à la rotation}\\&+ \text{Transport de } \overline{u'_x u'_y} \text{ dû aux fluctuations de pression}\end{aligned} \qquad 4.20$$

Le taux de dissipation ε est quant à lui modélisé sous l'hypothèse d'isotropie des petites structures turbulentes dissipatrices. Le lecteur intéressé par la description complète de RSM pourra se reporter à l'ouvrage de Versteeg & Malalasekera (1995).
Une équation de l'énergie cinétique turbulente k peut être introduite selon les variantes de ce modèle.
RSM est le modèle le plus abouti des modèles de turbulence fondés sur les équations de Reynolds. Il est tout à fait adapté dans le cas où la turbulence présente un caractère anisotrope flagrant, par exemple dans le cas des courants secondaires (Kang & Choi, 2006). Cependant, du fait du plus grand nombre d'équations, il demande un temps de calcul plus important.
Enfin, ce modèle n'a pas été validé pour une large gamme d'écoulements comme l'a été le modèle k-ε.

IV.4 Méthode des volumes finis

Fluent utilise la méthode des volumes finis pour résoudre les équations aux dérivées partielles présentées ci-dessus. Un maillage constitué de volumes de contrôle, également appelés cellules ou mailles, est construit. Chaque variable présente alors une valeur en chacun de ces volumes de contrôle. Les liens entre ces variables découlent de la discrétisation des équations aux dérivées partielles.

IV.4. 1 Maillage

Pour obtenir des résultats de simulation corrects, le maillage doit être construit avec le plus grand soin. Le choix du nombre de mailles constitue un compromis entre temps de calcul et qualité des résultats. Plus le maillage est dense, plus les résultats ont de chances d'être en bon accord avec les mesures mais plus le temps de calcul est long. Inversement, plus le maillage est grossier, plus le temps de calcul est court mais plus les résultats ont de chances d'être discordants par rapport aux mesures. En général, nous constatons que les résultats n'évoluent plus de façon significative au delà d'un certain nombre de mailles. Construire un maillage plus fin n'est donc pas nécessaire. Si la concordance avec les expériences est malgré tout mauvaise, il faut, non pas affiner le maillage, mais modifier le choix de modèles.

La construction du maillage constitue la première étape de toute simulation numérique. Cette construction concerne non seulement le nombre de mailles mais aussi leur taille et leur forme.

Typiquement, on densifie le maillage dans les zones où de forts gradients sont attendus.

Inversement, dans les zones où les gradients attendus sont faibles, des mailles plus grandes peuvent être utilisées. Quant à la forme des mailles, les mailles hexaédriques sont privilégiées.

Cependant, dans le cas de géométries aux formes complexes, il n'est pas toujours possible d'utiliser de telles mailles. Des mailles tétraédriques peuvent alors, par exemple, être utilisées.

IV.4. 2 Discrétisation des équations aux dérivées partielles

Considérons l'équation de transport d'un scalaire Φ. Elle prend la forme générale de l'équation (4.21) où V est le volume de contrôle ; ρ, la masse volumique ; **u**, le vecteur vitesse ; **A**, le vecteur normal à la surface ; Γ_Φ, le coefficient de diffusion du scalaire Φ ; et S_Φ, le terme source du scalaire Φ (Fluent, 2002).

$$\iiint_V \frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} dV + \oiint \rho\Phi\vec{u}.\overrightarrow{dA} = \oiint \Gamma_\Phi grad(\Phi).\overrightarrow{dA} + \iiint_V S_\Phi dV \qquad 4.21$$

Cette même équation discrétisée prend la forme écrite dans l'équation (4.22). Ici, N_{faces} est le nombre de faces du volume de contrôle ; Φ_f, la valeur de Φ sur la face f; ρ_f $\mathbf{u_f}.\mathbf{A_f}$, le flux massique à travers la face f ; $\mathbf{A_f}$, le vecteur aire de la face f ; et V, le volume de contrôle.

$$\frac{\partial\rho\Phi}{\partial t}V + \sum_f^{N_{faces}} \rho_f \overrightarrow{u_f}\Phi_f.\overrightarrow{A_f} = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_f grad(\Phi_f).\overrightarrow{A_f} + S_\Phi V \qquad 4.22$$

IV.4. 3 Discrétisation spatiale

Par défaut, Fluent (2002) stocke les variables au centre des cellules. Cependant, dans l'équation (4.25), les variables au niveau des faces sont requises. Un schéma d'interpolation à partir des valeurs centrales est alors nécessaire.

Pour le second terme de la partie gauche de l'équation (4.22), Fluent (2002) utilise un schéma amont, c'est-à-dire que la valeur sur la face Φ_f provient de la valeur amont (selon le sens de la vitesse **u**).

Pour un schéma amont du premier ordre, la valeur de la variable sur la face f est égale à la valeur Φ au centre de la cellule amont, comme écrit dans l'équation (4.23).

$$\Phi_f = \Phi \qquad 4.23$$

Pour un schéma amont de deuxième ordre, la valeur de Φ_f est calculée selon l'équation (4.24).

Ici, **r** est le vecteur déplacement entre le centre de la cellule amont et la surface.

$$\Phi_f = \Phi + grad(\Phi).\vec{r} \qquad 4.24$$

D'autres schémas sont disponibles dans le code de calcul, parmi lesquels le schéma de discrétisation *power-law* qui calcule la valeur sur la face à partir d'une équation monodimensionnelle de convection-diffusion, le schéma QUICK qui consiste en une moyenne pondérée du deuxième ordre, *etc*. Le lecteur intéressé par de tels schémas, en général non nécessaires, pourra se reporter à l'ouvrage de Versteeg & Malalasekera (1995) ou au manuel d'utilisation de Fluent (2002).

Pour le terme de diffusion, c'est-à-dire le premier terme de la partie droite de l'équation (4.21), un schéma centré du deuxième ordre, comme écrit dans l'équation (4.25), est utilisée pour éviter la diffusion numérique. Ici, Φ_1 et Φ_2 sont respectivement les valeurs de la variable aux centres des cellules adjacentes à la face f ; $\mathbf{r}_1$ et $\mathbf{r}_2$, les vecteurs déplacements entre les centres des cellules adjacentes et la face f.

$$\Phi_f = \frac{1}{2}(\Phi_1 + \Phi_2) + \frac{1}{2}\left(grad(\Phi_1).\vec{r_1} + grad(\Phi_2).\vec{r_2}\right) \qquad 4.25$$

IV.4. 4 Discrétisation temporelle

Le premier terme de l'équation (4.22) est une dérivée temporelle. En utilisant la forme générique de l'équation (4.26), on peut discrétiser temporellement au premier ordre ou au deuxième ordre, comme écrit respectivement dans les équations (4.27) et (4.28). Ici, n+1 représente l'instant $t+\Delta t$; n, l'instant t ; et n-1 l'instant $t-\Delta t$.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = F(\Phi) \qquad 4.26$$

$$\frac{\Phi^{n+1} - \Phi^n}{\Delta t} = F(\Phi) \qquad 4.27$$

$$\frac{3\Phi^{n+1} - 4\Phi^n + \Phi^{n-1}}{2\Delta t} = F(\Phi) \qquad 4.28$$

Une fois choisi l'ordre de la discrétisation du terme de gauche dans l'équation (4.26), il faut choisir la méthode d'évaluation de $F(\Phi)$:

- soit à l'instant t (schéma explicite) : $F(\Phi_n)$,
- soit à l'instant $t+\Delta t$ (schéma implicite) : $F(\Phi_{n+1})$.

L'avantage d'un schéma implicite est qu'il est stable indépendamment du pas de temps, Δt, alors qu'un schéma explicite requiert un pas de temps inférieur à une valeur seuil (condition de Courant-Friedrich-Lewy). En revanche, un schéma implicite nécessite l'inversion d'une matrice alors que la solution est exprimée directement dans le cas d'un schéma explicite.

IV.4. 5 Schéma d'interpolation de la pression

Les schémas de discrétisation présentés précédemment fonctionnent bien tant que les gradients entre les centres des deux mailles voisines sont peu importants. Or, les écoulements pour lesquels les forces de volume sont importantes, par exemple les écoulements gravitaires, présentent des variations de pression importantes. Dans ce cas, un schéma standard de discrétisation pour la pression n'est pas adapté et un schéma spécifique doit être utilisé pour éviter la divergence du calcul.
Plusieurs schémas sont proposés dans le code de calcul Fluent (2002). Parmi ceux-ci, on retiendra les deux qui sont adaptés à la modélisation de l'écoulement dans un ouvrage hydraulique :
• le schéma d'équilibre avec les forces de volume (*body-force-weighted*) : il suppose que le gradient de la différence entre les forces de volume et la pression est constant.
Ce schéma est adapté dans le cas où les forces de volume sont connues, par exemple dans le cas d'écoulements gravitaires où les forces de volume correspondent au poids et à la poussée d'Archimède.
• PRESTO! (*pressure staggering option*) : ce schéma part du constat que, si la définition des variables au centre des mailles est adaptée pour la vitesse, l'influence physique de la pression est mieux prise en compte si cette variable est exprimée dans une grille décalée. Selon ce schéma, la pression est donc exprimée dans un maillage décalé par rapport au maillage des vitesses.

IV.4. 6. Conditions aux limites

Un choix inadéquat de conditions limites ne pourra aboutir à un résultat correct des variables hydrauliques dans la mesure où les variables au sein du maillage dépendent des variables à ses frontières.
Les principales conditions limites utilisées pour une modélisation hydraulique sont les suivantes :
• entrée,
• sortie,
• mur,

IV.4. 6.1 Condition limite en entrée

En entrée, une vitesse (*velocity inlet*) est généralement imposée sur toute la section de façon à imposer un débit. En général, on choisit une vitesse uniforme sur toute la section d'entrée.
Cette distribution ne correspondant pas à la réalité physique, une longueur suffisamment grande (typiquement une longueur de conduite au moins égale à six fois son diamètre) doit être choisie de telle sorte qu'à l'entrée proprement dite dans l'ouvrage, le profil de vitesse soit pleinement développé.
Ce type de condition nécessite de renseigner les grandeurs turbulentes sur la limite. Dans le cas du modèle de turbulence k-ε, on peut choisir de renseigner par exemple l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation, ou encore le diamètre hydraulique et l'intensité turbulente (rapport de l'énergie cinétique turbulente sur le carré d'une vitesse de référence).
Dans ce dernier cas, l'équation (4.29) est recommandée par Fluent (2002). Ici, Re est le nombre de Reynolds défini selon l'équation (4.30), où U est la vitesse imposée sur la face d'entrée et D_h, le diamètre hydraulique.

$$I = 0.16\,\mathrm{Re}^{-1/8} \qquad 4.29$$

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho U D_h}{\mu}. \qquad 4.30$$

IV.4. 6.2 Condition limite en sortie

En sortie, plusieurs conditions peuvent être utilisées. Dans le cas d'un ouvrage présentant une seule sortie (que ce soit une conduite ou un seuil déversant), une condition de type *pressure outlet* ou encore *outflow* sont couramment imposées. La première impose une pression sur toute la face de sortie (en général la pression atmosphérique). La seconde impose un débit de sortie égal au débit d'entrée.

Dans le cas d'un ouvrage présentant plusieurs sorties (par exemple une sortie par conduite et un seuil déversant), on peut imposer une répartition particulière des débits de sortie en choisissant pour l'une des deux sorties une condition *velocity inlet*. La vitesse doit être choisie négative par rapport au vecteur normal à la face de sortie.

Lorsque le modèle VOF est utilisé, on choisit généralement pour le toit du maillage une condition de type *pressure outlet*, ceci afin d'imposer la pression atmosphérique dans la phase air. Il faut cependant veiller à ce qu'aucune eau ne s'échappe par cette sortie. Pour cela, le volume prévu pour l'air dans la partie supérieure du maillage, doit être suffisamment grand.

IV.4.6.3 Condition limite de paroi

Pour les murs de l'ouvrage, la condition *wall* impose un flux normal à la surface égal à zéro. Les modèles de turbulence de type k-ε ou RSM n'étant valides que dans des zones éloignées des parois, un traitement spécifique est nécessaire près des murs et du fond, plus précisément dans la couche limite. Il existe deux approches.

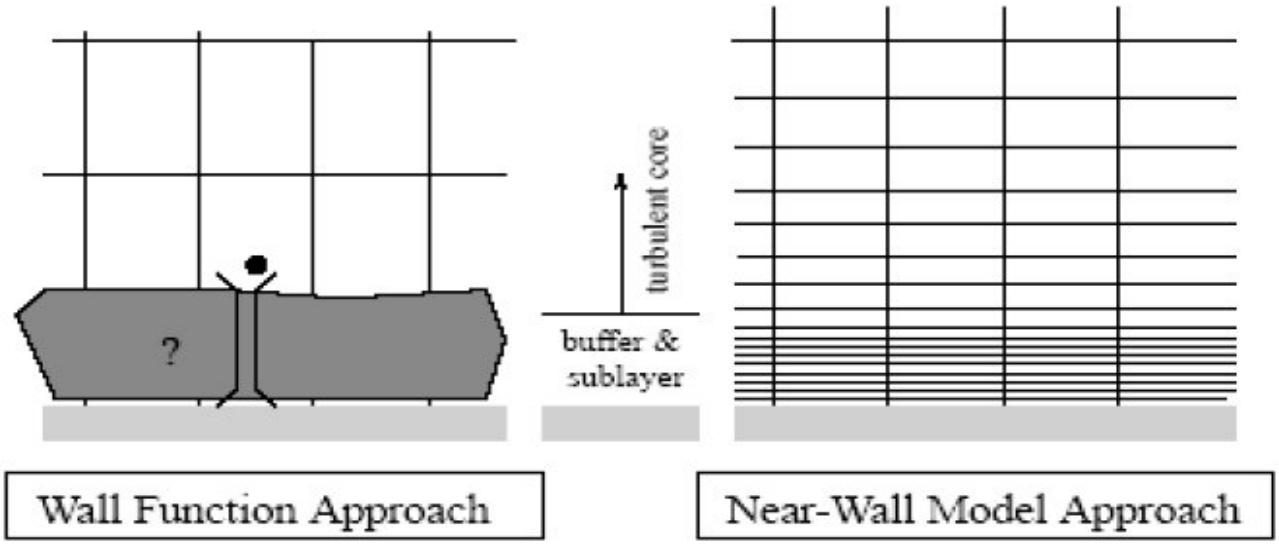


Figure 4.1. Les deux approches de traitement pour la zone proche d'une paroi. D'après Fluent(2002).

La première approche, illustrée sur la partie droite de la figure 4.1, consiste à mailler très finement la région proche du mur et à utiliser un modèle de turbulence adapté à la turbulence de paroi. Cette démarche requiert un nombre de mailles en général très important.

La seconde approche, illustrée sur la partie gauche de la figure 4.1 et plus généralement adoptée, consiste à utiliser des lois de paroi semi empiriques, illustrées sur la figure 4.2. Dans ce cas, la première couche de mailles doit englober toute la couche limite. Nous présentons ici les lois de paroi standards utilisées par le code de calcul (Fluent, 2002). Elles correspondent à un régime turbulent lisse.

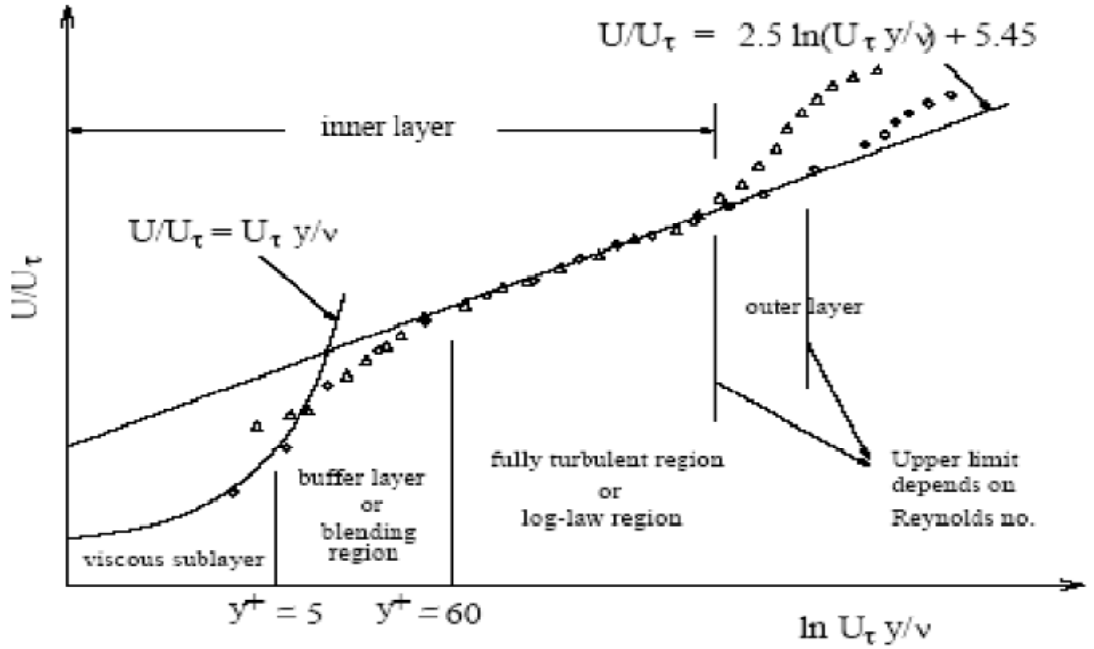


Figure 4.2. Les trois zones de vitesse près d'une paroi. D'après Fluent (2002).

(Fluent, 2002) décrit la vitesse proche de la paroi au moyen des grandeurs adimensionnelles définies dans les équations (4.31) et (4.32). Ici, U_P est la vitesse moyenne au point P situé à la distance y_P de la paroi ; C_μ, la constante du modèle de turbulence k-ε ; k_P, l'énergie cinétique turbulente au point P ; τ_w, la contrainte de cisaillement.

$$U^* \quad \frac{U_P C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\tau_w / \rho} \tag{4.31}$$

$$y^* = \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P}{\mu} \tag{4.32}$$

Deux zones sont distinguées près de la paroi : la sous-couche laminaire et la zone logarithmique. Entre les deux, une zone de transition prend place, comme illustré sur la figure 4.2.
La loi logarithmique, valide pour $30 < y^* < 300$, est employée par Fluent (2002) dès $y^* > 11.225$. Elle correspond à l'équation (4.36), dans laquelle κ et E sont des constantes dont les valeurs respectives sont 0.4187 et 9.793.

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln\left(E y^*\right) \tag{4.33}$$

Dans la sous-couche laminaire ($y^* < 11.225$), les deux grandeurs définies précédemment sont reliées par l'équation (4.34).

$$U^* = y^* \tag{4.34}$$

IV.4.7. Algorithme de résolution

L'algorithme de résolution est la façon dont les équations discrétisées sont résolues. Une résolution directe de toutes les équations en même temps conduisant en général à la divergence du calcul en raison du terme de pression, des algorithmes découplant pression et vitesses ont été mis au point.

Algorithme SIMPLE et dérivés

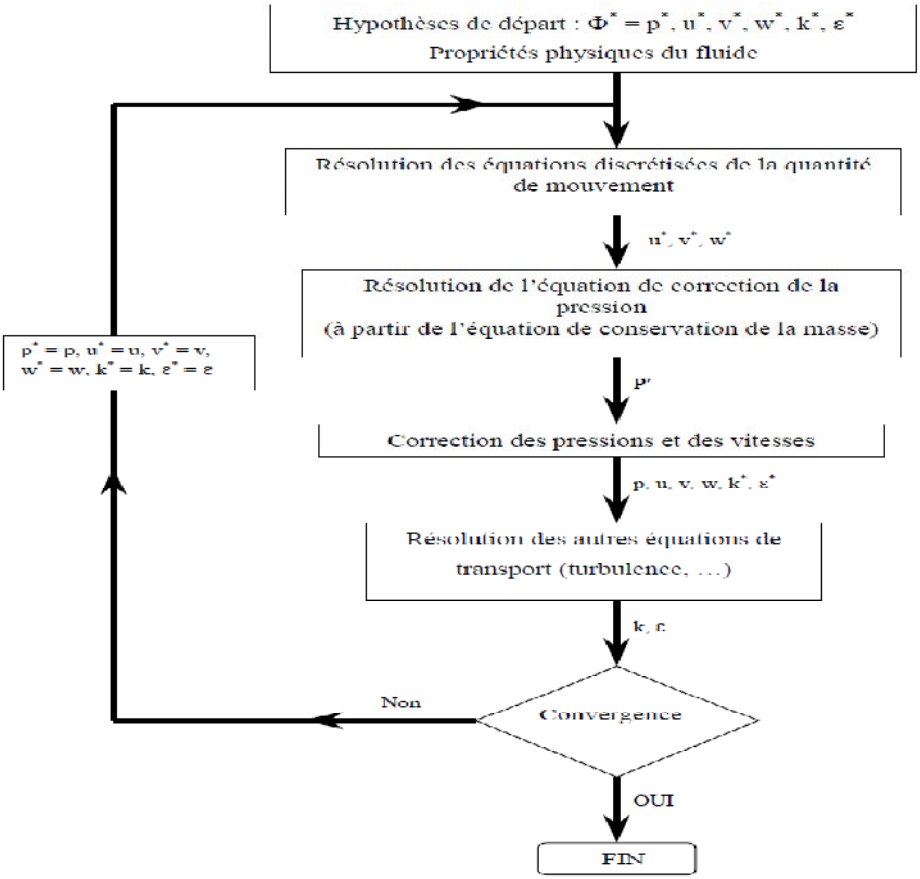


Figure 4.3. L'algorithme SIMPLE. D'après Fluent (2002).

Patankar & Spalding (1972), cité par Versteeg & Malalasekera (1995), ont proposé l'algorithme SIMPLE (*semi-implicit method for pressure-linked equations*). Il s'agit d'une procédure qui, sur la base de variables supposées, résout d'abord les équations de moments (deuxième loi de Newton) pour déterminer des corrections des vitesses. Ensuite, une équation dérivée de la conservation de la masse est résolue pour déterminer une correction de la pression. Les vitesses et la pression sont alors corrigées. Enfin, les équations restantes sont résolues pour déterminer les autres variables (variables de turbulence, fraction volumique, *etc*.). Les variables obtenues selon cette procédure sont alors injectées en entrée d'algorithme jusqu'à la convergence. Cet algorithme est illustré sur la figure 4.3.
D'autres algorithmes ont été construits sur la base de SIMPLE. Ainsi, Van Doormal & Raithby (1984), cité par Versteeg & Malalasekera (1995), ont proposé l'algorithme SIMPLEC (*SIMPLE-consistent*) qui omet, dans les équations de correction des vitesses, des termes moins significatifs que ceux omis par SIMPLE. Issa (1986), cité par Versteeg & Malalasekera (1995), a proposé l'algorithme PISO, qui introduit une étape de correction supplémentaire.

IV.4.8 Résidus des équations

La convergence d'un calcul est appréciée au moyen des résidus des équations, un résidu étant calculé pour chaque équation.
L'équation de conservation d'une variable Φ dans la maille P peut s'écrire selon l'équation (4.35). Ici, a_P est le coefficient du centre de la maille ; a_{nb}, les coefficients d'influence des mailles voisines ; b, la contribution constante du terme source.

$$a_P \Phi_P = \sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + b \qquad 4.35$$

Le résidu de l'équation (3.35) s'écrit alors selon l'équation (4.36).

$$R^{\Phi} = \sum_{\text{cells P}} \left| \sum_{nb} a_{nb}\Phi_{nb} + b - a_p\Phi_p \right| \qquad 4.36$$

Le résidu de l'équation de conservation de la masse s'écrit quant à lui selon l'équation (4.37).

$$R^{C} = \sum_{\text{cells P}} \left| \text{taux de création massique dans la cellule P} \right| \qquad 4.37$$

Les résidus peuvent être normés selon différentes méthodes afin de s'affranchir notamment de la taille du maillage mais les expressions brutes données ci-dessus sont en général suffisantes pour apprécier le degré de convergence d'un calcul. Typiquement, on considère que le calcul a convergé lorsque les résidus sont inférieurs à une valeur seuil (10^{-3}, 10^{-6}, *etc*. selon le choix de l'utilisateur) et surtout s'ils sont stabilisés et qu'ils n'évoluent plus significativement.

IV.4.9 Coefficients de sous relaxation

En raison de la non linéarité des équations à résoudre, il s'avère la plupart du temps indispensable de limiter la modification $\Delta\Phi$ de la variable Φ entre deux itérations, sous peine que le calcul ne diverge. Pour cela, un coefficient de sous relaxation, α, est choisi par l'utilisateur pour que la variable à l'itération n+1 soit égale à la variable à l'itération n plus une fraction de la correction calculée, comme écrit dans l'équation (4.38). Ici, Φ est la variable à l'itération n+1 ; Φ_{old}, la variable à l'itération n ; $\Delta\Phi$, la correction provenant de la résolution de l'équation.

$$\Phi = \Phi_{old} + \alpha\Delta\Phi \qquad 4.38$$

Un coefficient de sous relaxation doit être affecté à chaque équation. Un coefficient trop grand provoquera la divergence du calcul alors qu'un coefficient trop faible augmentera énormément le temps de convergence. Typiquement, plus le calcul présente des risques de divergence (multiples équations, discrétisation au 2ème ordre, forts gradients, *etc*.), plus on choisira des coefficients de sous relaxation faibles (0.1 voire moins).

Conclusion

L'objectif de cette partie était de décrire les modèles disponibles pour simuler l'écoulement dans les réservoirs. Il n'y a véritablement que deux points d'incertitude qui devront être investigués par la suite.

Le premier point d'incertitude concerne le maillage. Comme pour tout travail de modélisation numérique, il faut en effet d'abord effectuer une analyse de la grille de calcul.

Le second point d'incertitude concerne le modèle de turbulence. Pouvons-nous nous contenter d'un modèle isotrope k-ε, largement validé pour reproduire globalement les écoulements mais dont on sait qu'il échoue à reproduire la vitesse de façon fine, ou bien le modèle anisotrope RSM est-il requis ?

Une fois les réponses à ces questions trouvées, nous pourrons passer à la modélisation du transport solide, décrite dans la partie suivante.

IV.5- Transport solide

IV.5-1. Introduction

Le transport solide au sein d'un écoulement liquide constitue un écoulement biphasique. La première phase est l'eau. La seconde est constituée par les particules solides. On distingue deux approches pour décrire un tel écoulement :

• l'approche euléro-lagrangienne,
• l'approche euléro-eulérienne.

IV.5- 2 Approche euléro-eulérienne

Selon cette approche, les différentes phases sont traitées comme des phases continues s'interpénétrant. Chacune d'entre elles est définie par une fraction volumique, la somme des différentes fractions volumiques étant égale à un.

La méthode VOF constitue un exemple de cette approche dans le cas de deux fluides. Elle résout les équations pour une seule phase affectée de propriétés moyennes. Cette méthode est ainsi adaptée aux écoulements multiphasiques présentant une interface nette entre les différentes phases. Dans le cas de phases mélangées, des modèles plus complexes sont nécessaires. Ainsi, le modèle *mixture* résout également les équations pour une phase moyenne mais introduit des vitesses relatives entre les phases pour tenir compte des différences de comportement. Le modèle eulérien (*Eulerian*) est le plus complexe des modèles multiphasiques. Il résout les équations pour chacune des phases séparément, le couplage étant assuré au moyen de coefficients d'échange.

Une méthode de type *mixture* ou *Eulerian* est envisageable dans le cas du transport de particules dans un réservoir. Elle a d'ailleurs été ébauchée par Stovin (2008). Cependant, elle nécessite d'effectuer des simulations en régime transitoire, ce qui augmente énormément le temps de calcul. C'est pourquoi une approche euléro-lagrangienne, comme décrit ci-dessous, est actuellement la démarche la plus adaptée.

IV.5- 3 Approche euléro-lagrangienne

Selon cette approche, le fluide est décrit de façon eulérienne. Quant à la seconde phase, elle est traitée de façon discrète en suivant un grand nombre de particules, bulles, *etc*., d'où le nom de suivi de particules (*particle tracking*) généralement donné à l'approche eulérolagrangienne. Le nombre de particules suivies doit être suffisamment grand pour que les résultats soient statistiquement significatifs.

La principale hypothèse de cette approche est que la seconde phase occupe un volume faible devant la phase principale. C'est notamment le cas des particules en réseau d'assainissement où la concentration est peu élevée.

IV.5-4. Equation du mouvement

L'équation régissant le déplacement d'une particule sphérique au sein d'un écoulement non uniforme a été établie par Maxey & Riley (1983). Les auteurs ont décomposé l'écoulement en une partie non perturbée par la sphère et la partie complémentaire. De cette façon, ils ont exprimé les différentes forces auxquelles était soumise la particule. Fluent (2002) propose le bilan de forces écrit dans l'équation (4.39) pour l'axe **x** et illustrée sur la figure 4.4.

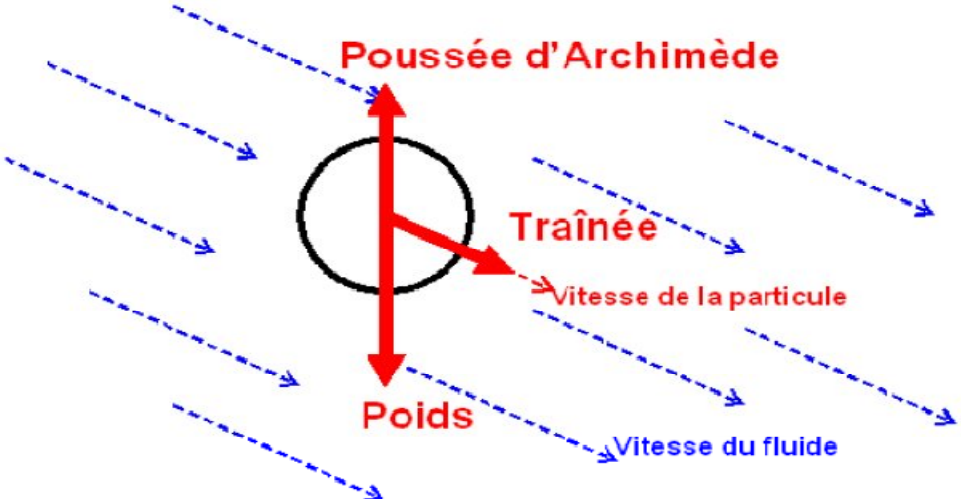


Figure 4.4. Bilan de forces sur une particule dans un écoulement fluide.

Ici, u_P est la vitesse de la particule ; u, la vitesse instantanée du fluide ; g_x, l'accélération de la pesanteur selon l'axe x ; ρ_P, la masse volumique de la particule ; ρ, la masse volumique du fluide ; et F_x, des forces additionnelles décrites ci-dessous.

$$\frac{du_P}{dt} = F_D\left(u - u_P\right) + \frac{g_x\left(\rho_P - \rho\right)}{\rho_P} + F_x \qquad 4.39$$

Le terme de gauche dans l'équation (4.39) correspond à l'accélération de la particule.
Le premier terme de la partie droite correspond à la force massique de traînée. Le coefficient F_D (inverse du temps de relaxation, τ, de la particule) s'exprime selon l'équation (4.40).

$$F_D = \frac{18\mu}{\rho_P d_P^2}\frac{C_D \,\mathrm{Re}}{24} \qquad 4.40$$

Ici, μ est la viscosité dynamique du fluide ; d_P, le diamètre de la particule ; C_D, le coefficient de traînée ; et Re, le nombre de Reynolds de la particule. Il s'agit d'un nombre adimensionnel caractérisant la vitesse relative entre le fluide et la particule. Différent du nombre de Reynolds du fluide de l'équation (4.33), il est défini dans l'équation (4.41).

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho d_P \left|u_P - u\right|}{\mu} \qquad 4.41$$

Ce nombre sert de plus à l'expression du coefficient de traînée, C_D. Plusieurs expressions sont disponibles dans le code de calcul Fluent. Nous présentons ici l'expression de Morsi & Alexander (1972), adaptée à la taille des particules considérées. Elle est écrite dans l'équation (4.42), où a_1, a_2 et a_3 sont des constantes empiriques.

$$C_D = a_1 + \frac{a_2}{\mathrm{Re}} + \frac{a_3}{\mathrm{Re}^2} \qquad 4.42$$

Le deuxième terme de la partie droite de l'équation (4.39) correspond au poids déjaugé de la particule (poids + poussée d'Archimède).

Le troisième terme, F_x, correspond à des forces additionnelles, parmi lesquelles la force de masse ajoutée et la force due au gradient de pression. Ces forces deviennent particulièrement importantes lorsque la masse volumique du fluide est grande devant la masse volumique des particules. Parmi ces forces, la force de masse ajoutée, F_{x1}, est exprimée dans l'équation (4.43) ; la force due au gradient de pression, F_{x2}, dans l'équation (4.44).

$$F_{x1} = \frac{1}{2}\frac{\rho}{\rho_p}\frac{d}{dt}(u - u_p) \qquad 4.43$$

$$F_{x2} = \left(\frac{\rho}{\rho_p}\right)\left(u_{P_x}\frac{\partial u}{\partial x} + u_{P_y}\frac{\partial u}{\partial y} + u_{P_z}\frac{\partial u}{\partial z}\right) \qquad 4.44$$

A ces forces utilisées par défaut dans le code de calcul, d'autres, en général moins importantes, peuvent également être prises en compte, parmi lesquelles la force de portance, la force brownienne (pour les particules de taille submicronique), ou bien encore la force due à un éventuel repère en rotation (et donc non galiléen). La force d'histoire de Basset n'est pas prise en compte par Fluent (2002).

Il est très important de constater dans l'équation (4.39) que la vitesse du fluide est sa vitesse instantanée, u. Or, seule la vitesse moyenne,. Utiliser la vitesse moyenne du fluide, U, à la place de sa vitesse instantanée, u, reviendrait à négliger l'influence de la turbulence sur le mouvement de la particule. Ceci n'est pas envisageable car ce phénomène joue un rôle capital dans le transport.

IV.5-5. Prise en compte de la turbulence

Les phénomènes de transport dans un écoulement turbulent (chaleur, concentration, *etc*.) sont exacerbés par rapport à un écoulement laminaire. Pour modéliser le transport de particules dans les ouvrages, il faut donc correctement évaluer la dispersion turbulente des particules, comme illustré sur la figure 4.5.



Figure 4.5. Le mouvement de particules dans un écoulement turbulent. D'après Shirolkar *et al*. (1996).

IV.5- 6 Dispersion turbulente

La prévision de la dispersion turbulente des particules utilise le concept de l'échelle de temps lagrangienne de la particule. Cette échelle de temps quantifie la durée de décorrélation de la vitesse de la particule avec elle-même lorsqu'on la suit dans son mouvement. Dans le cas d'un traceur, c'est-à-dire d'un polluant se déplaçant exactement de la même façon que le fluide porteur, l'échelle de temps lagrangienne de la particule devient l'échelle de temps lagrangienne du fluide. Il s'agit ainsi de la durée de décorrélation de la vitesse du fluide avec elle-même lorsqu'on suit le mouvement de la particule. Cette échelle de temps permet de quantifier la durée des structures turbulentes autour de la particule.

La fonction d'autocorrélation lagrangienne est définie dans l'équation (4.45) dans le cas d'une turbulence stationnaire. Elle doit logiquement être égale à 1 lorsque la variable de temps, s, est égal à 0. Lorsque s tend l'infini, elle doit devenir nulle.

$$R_L(s) = \frac{\overline{u'(t)u'(t+s)}}{\overline{u'^2}} = \frac{\overline{u'(0)u'(s)}}{\overline{u'^2}} \qquad 4.45$$

Il est difficile de mesurer expérimentalement cette autocorrélation car le repère est lagrangien.
En revanche, l'autocorrélation eulérienne, c'est-à-dire en un point fixe, est plus simple à mesurer (par exemple avec un capteur de vitesse à haute fréquence comme notre ADV). Le lien entre ces deux échelles temporelles n'est pas trivial (Quadrio & Luchini, 2003).
L'échelle de temps lagrangienne est définie à partir de la fonction d'autocorrélation lagrangienne, comme écrit dans l'équation (4.46).

$$T_L = \int_0^\infty \frac{\overline{u'(t)u'(t+s)}}{\overline{u'^2}} ds \qquad 4.46$$

Sur la figure 4.6, nous avons tracé en noir une forme possible de la fonction d'autocorrélation lagrangienne : une loi exponentielle, définie dans l'équation (4.47). Cette loi satisfait les conditions précédentes : elle vaut 1 en 0, et 0 à l'infini.

$$R_L(s) = \exp\left(-\frac{|s|}{T_L}\right) \qquad 4.47$$

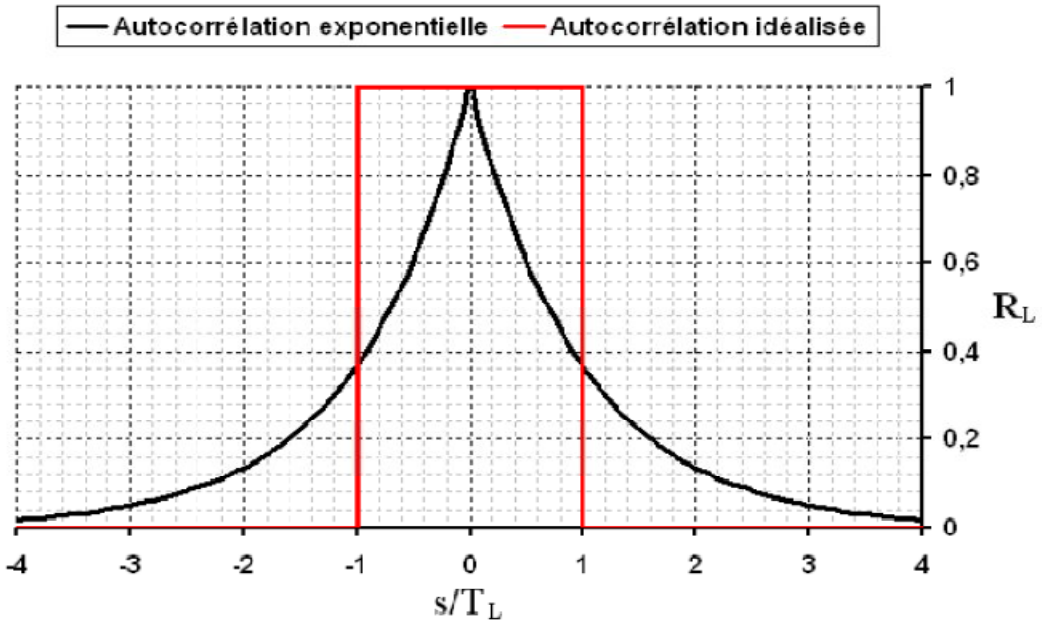


Figure 4.6. Fonctions lagrangiennes d'autocorrélation exponentielle et idéalisée.

Le créneau rouge correspond à la même aire sous la courbe, et donc à la même échelle de temps lagrangienne. Il s'agit d'une forme idéalisée de l'autocorrélation, définie mathématiquement dans l'équation (4.48) : la vitesse est constante (autocorrélation égale à 1) pendant une durée égale à deux fois l'échelle de temps lagrangienne ; en dehors de cet intervalle, l'autocorrélation est nulle.

$$R_L(s) = 1 \text{ si } s \le T_L, \text{ sinon } \quad R_L(s) = 0 \text{ si } s \ge T_L \qquad 4.48$$

La diffusivité (exprimée en m^2/s), qui intervient dans les équations de convection-diffusion, est définie dans l'équation (4.49). Ici, ν_t est la viscosité turbulente cinématique ; σ_t, le nombre de Schmidt turbulent (également appelé nombre de Prandtl).

$$\Gamma = \frac{\nu_t}{\sigma_t} \qquad 4.49$$

A partir de la forme idéalisée présentée dans l'équation (4.49), on peut faire le lien entre l'échelle de temps lagrangienne et la diffusivité. En 3D, la matrice de diffusivité est ainsi donnée par les termes de type

$$\overline{u'_i u'_j} T_L$$

En 1D, la diffusivité est égale à

$$\overline{u'^2} T_L$$

Ainsi, plus l'échelle de temps lagrangienne est grande, plus la dispersion turbulente des particules est importante.

A partir de l'équation (4.19) pour la viscosité turbulente dynamique dans le cas du modèle de turbulence k-ε, nous pouvons à présent exprimer l'échelle de temps lagrangienne selon l'équation (4.50) :

$$T_L = \frac{3C_\mu}{2\sigma_t}\frac{k}{\varepsilon} \qquad 4.50$$

Dans l'équation (4.50), C_μ est une constante du modèle de turbulence k-ε, validé dans de très nombreux cas. Il n'y a donc pas d'ambiguïté sur sa valeur : 0.09. En revanche, le nombre de Schmidt turbulent, σ_t, est plus un paramètre de calage qu'une constante physique.

IV.5- 7 Un enchevêtrement de tourbillons

Les écoulements turbulents sont caractérisés par d'importants mouvements rotatifs, de tailles et de durées de vie variées, comme illustré sur la figure 4.5. Très souvent, on représente ces structures rotatives par des tourbillons. Les tourbillons les plus gros, dont la taille est déterminée par la géométrie de l'ouvrage, transfèrent l'énergie à des tourbillons de tailles de plus en plus petites selon un phénomène appelé cascade d'énergie. Les tourbillons les plus petits assurent la dissipation de l'énergie par viscosité moléculaire (Bailly & Comte-Bellot,2003). Leur taille est donnée dans l'équation (4.51), selon la théorie de Kolmogorov (Shirolkar *et al*., 1996). Ici, ν_t est la viscosité turbulente cinématique ; ε, le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente.

$$l_\eta = \left(\frac{\nu_t^3}{\varepsilon}\right)^{1/4} \qquad 4.51$$

L'échelle de temps des plus petits tourbillons est quant à elle donnée dans l'équation (4.52).

$$t_\eta = \left(\frac{\nu_t}{\varepsilon}\right)^{1/2} \qquad 4.52$$

Il faut cependant se rendre compte que la description de la turbulence par des tourbillons est plus un modèle conceptuel qu'une réalité physique (Shirolkar *et al*., 1996).

Ce concept est néanmoins très pratique pour modéliser l'influence de la turbulence sur le transport des particules. L'enjeu est ainsi de déterminer la succession des tourbillons caractéristiques

auxquels est soumis une particule au cours de son mouvement. Launay (1998) décrit cette approche en ces mots :

« Lorsqu'on observe un écoulement turbulent, on peut distinguer au sein du fluide des paquets tourbillonnaires, appelés aussi bouffées ou tourbillons fluides, qui naissent, grossissent, se stabilisent puis se diluent dans l'écoulement tandis que d'autres les remplacent. Leur taille, leur vitesse, leur durée de vie, leur lieu d'origine et leur fréquence d'apparition sont, à première vue, absolument aléatoires. Une modélisation possible d'un écoulement turbulent consiste (...) à envisager celui-ci tel un ensemble de structures sphériques de caractéristiques aléatoires. Le mouvement de chaque particule discrète dans la phase porteuse fluide est déterminé grâce aux interactions entre cette particule et une succession de tourbillons fluides. »

IV.5- 8 Modèle du tourbillon caractéristique

Ce modèle consiste à construire une succession de tourbillons cohérents avec la dispersion turbulente. Chaque tourbillon est caractérisé par :

• une vitesse,
• une durée de vie,
• une taille.

Ce modèle se fonde sur les hypothèses suivantes :

• la particule est petite devant l'échelle de Kolmogorov,
• la particule reste emprisonnée dans un tourbillon pendant un certain temps,
• les propriétés du tourbillon restent constantes pendant toute sa durée de vie.

La vitesse du tourbillon, u', est déterminée selon l'équation (4.53) dans le cas du modèle de turbulence anisotrope RSM. Ici, ζ est une variable normale centrée réduite.

$$u' = \zeta\sqrt{\overline{u'^2}} \qquad 4.53$$

Dans le cas du modèle isotrope de turbulence k-ε, l'équation (4.53) est remplacée par l'équation (4.54).

$$u' = \zeta\sqrt{\frac{2k}{3}} \qquad 4.54$$

Les vitesses fluctuantes v' et w' sont construites de la même façon.

La durée de vie caractéristique des tourbillons est définie comme une constante, comme dans l'équation (4.55), ou bien à partir d'une variable aléatoire, r, de distribution uniforme entre 0 et 1, comme dans l'équation (4.56). Nous retrouvons ici l'échelle de temps lagrangienne, T_L, illustrée sur la figure 4.7, et exprimée dans l'équation (4.50).

$$\tau_e = 2T_L \qquad 4.55$$

$$\tau_e = -T_L \ln(r) \qquad 4.56$$

Remarquons que choisir l'expression (4.55) revient à assimiler le tourbillon à la forme idéalisée de l'autocorrélation, illustrée par le créneau rouge sur la figure 4.6.

Concernant la taille caractéristique des tourbillons, une hypothèse couramment employée est de dire qu'elle est égale à l'échelle de Kolmogorov, c'est-à-dire la taille des plus petits tourbillons. En utilisant l'équation (4.51), on obtient, dans le cas du modèle de turbulence k-ε, l'équation (4.57).

$$L_e = (C_\mu)^{3/4}\frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \qquad 4.57$$

Cette taille caractéristique permet de déterminer la durée de traversée du tourbillon par la particule, exprimée dans l'équation (4.58). Ici, τ est le temps de relaxation de la particule, défini comme l'inverse du coefficient F_D, dont l'expression est donnée dans l'équation (4.40).

$$t_{cross} = -\tau \ln\left[1 - \left(\frac{L_e}{\tau |u - u_p|}\right)\right] \qquad 4.58$$

La particule interagit avec le tourbillon pendant la plus petite des deux durées (durée de vie du tourbillon, durée de traversée du tourbillon). Quand ce temps est atteint, cela signifie soit que le tourbillon s'est dissipé, soit que la particule est sortie du tourbillon. Un nouveau tourbillon est alors généré au moyen d'un nouveau nombre aléatoire, ζ, comme écrit dans l'équation (4.53) ou (3.54), selon le modèle de turbulence.

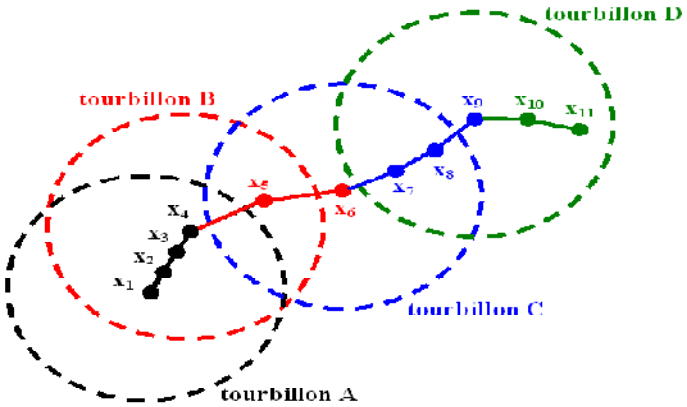


Figure 4.7. La particule dans la succession de tourbillons.

La figure 4.7 illustre la succession de tourbillons vus par la particule. En **x1**, le tourbillon A est généré pour suivre le mouvement de la particule. Elle se déplace alors successivement en **x2**, **x3** et **x4**. A cet instant, la durée de vie du tourbillon A est atteinte et un second tourbillon, le tourbillon B, est généré. La particule se déplace alors en **x5** et **x6**. A cet instant, la particule est sorti du tourbillon B. Le tourbillon C est alors généré pour suivre la particule en **x7**, **x8** et **x9**, *etc*.

IV.5- 9 Equations prises en compte par le code de calcul

Les équations prises en compte par Fluent (2002) sont résumées dans le tableau 4.2. La durée de vie et la taille du tourbillon sont calculées en renseignant la constante de temps lagrangienne, C_L. Il s'agit de l'unique paramètre du modèle. La valeur 0.15 est recommandée pour C_L dans le cas du modèle de turbulence k-ε. Dans le cas de RSM, la valeur 0.30 est préférable (Fluent, 2002).

Grandeur du tourbillon	Expression mathématique
Vitesse fluctuante selon x	$u' - \zeta_1\sqrt{\frac{2k}{3}}$
Vitesse fluctuante selon y	$v' = \zeta_2\sqrt{\frac{2k}{3}}$
Vitesse fluctuante selon z	$w' - \zeta_3\sqrt{\frac{2k}{3}}$
Durée de vie	$\tau_e = 2C_L\frac{k}{\varepsilon}$
Taille (Administrator, 2007)	$L_e = \frac{C_L}{1.225}\frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$
Durée de traversée	$t_{cross} = -\tau \ln\left\| 1-\left(\frac{T_{e}}{\tau\|u-u_p\|} \right) \right\|$

Tableau 4.2. Le tourbillon caractéristique dans Fluent pour le modèle de turbulence k-ε.

Il faut être conscient que cette prise en compte de la turbulence dans le suivi lagrangien des particules est un modèle conceptuel. Celui-ci consiste à représenter la turbulence vue par la particule comme une succession de tourbillons aux propriétés constantes pendant une certaine durée. Les expressions des caractéristiques des tourbillons sont elles aussi le fruit de nombreuses hypothèses, parmi lesquelles le fait que la taille caractéristique des tourbillons correspond à l'échelle de Kolmogorov, ce qui n'est pas nécessairement le cas.
Une autre hypothèse importante concerne le fait que l'échelle de temps lagrangien se fonde sur la vitesse du fluide. Appliquer cette méthode n'est valable en toute rigueur que lorsque la phase discrète suivie est un traceur. On peut le comprendre à partir de l'équation (4.59), qui exprime la viscosité turbulente des particules en fonction de la viscosité turbulente du fluide (Shirolkar *et al.*, 1996). Ici, μ_t^P est la viscosité turbulente dynamique des particules ; μ_t, la viscosité turbulente dynamique du fluide.

$$\mu_t^P = \frac{\mu_t}{\left[1+\left(\frac{\tau}{T_L}\right)\right]} \qquad \textbf{4.59}$$

Selon l'équation (4.59), μ_t^P tend vers μ_t lorsque le temps de relaxation de la particule devient petit devant l'échelle de temps lagrangienne du fluide, c'est-à-dire lorsque l'inertie de la particule par rapport au fluide porteur diminue (traceur).

IV.5- 10 Intégration de la trajectoire

La détermination de la trajectoire d'une particule de diamètre d et de masse volumique ρ_P résulte de deux intégrations successives. La première intégration concerne le bilan de forces écrit dans l'équation (4.39), réécrite selon l'équation (4.60) pour mettre en évidence le temps de relaxation de la particule, τ. Ici, le terme a comprend toutes les forces autres que la traînée.

$$\frac{du_P}{dt} - \frac{1}{\tau}(u-u_p) + a \qquad 4.60$$

La seconde intégration concerne le lien entre vitesse et position, écrit dans l'équation (4.61).

$$\frac{dx}{dt} = u_P \qquad 4.61$$

On peut résoudre ces équations analytiquement ou numériquement.

IV.5- 11 Schéma analytique

Le schéma analytique nécessite de considérer τ, u et a constants sur le pas de temps Δt. Après intégration, on obtient les équations (4.62) et (4.63). Ici, n fait référence à l'instant t ; n+1, à l'instant t+Δt. L'équation (4.63) correspond à la trajectoire de la particule considérée.

$$u_P^{n+1} = u^n + e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}\left(u_P^n - u^n\right) - a\tau\left(e^{-\frac{\Delta t}{\tau}} - 1\right) \qquad 4.62$$

$$x_P^{n+1} = x_P^n + \Delta t\left(u^n + a\tau\right) + \tau\left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}\right)\left(u_P^n - u^n - a\tau\right) \qquad 4.63$$

Ce schéma devient inefficace pour des pas de temps importants ou lorsque la particule n'est pas en équilibre dynamique avec la phase fluide (Fluent, 2002).

IV.5- 12 Schémas numériques

L'équation (4.60) peut être discrétisée selon un schéma d'Euler implicite, comme écrit dans l'équation (3.64), ou selon un schéma trapézoïdal, comme écrit dans l'équation (3.65). Dans le second cas, u^* et u_P^* s'expriment selon les équations (3.66) et (3.67).

$$\frac{u_P^{n+1} - u_P^n}{\Delta t} = \frac{1}{\tau}\left(u^n - u_P^{n+1}\right) + a^n \qquad 4.64$$

$$\frac{u_P^{n+1} - u_P^n}{\Delta t} = \frac{1}{\tau}\left(u^* - u_P^*\right) + a^n \qquad 4.65$$

$$u^* = \frac{1}{2}\left(u^n + u^{n+1}\right) \qquad 4.66$$

$$u_P^* = \frac{1}{2}\left(u_P^n + u_P^{n+1}\right) \qquad 4.67$$

Dans les deux cas, l'équation (4.61) est intégrée de façon trapézoïdale, comme écrit dans l'équation (4.68).

$$x_P^{n+1} = x_P^n + \frac{1}{2}\Delta t\left(u_P^n + u_P^{n+1}\right) \qquad 4.68$$

Enfin, les équations (4.60) et (4.61) peuvent également être discrétisées selon un schéma de Runge-Kutta, non présenté ici.

IV.5- 13 Paramètres du suivi particulaire

Le pas de temps Δt d'intégration est contrôlé par l'utilisateur au moyen d'une échelle d'espace, L, ou bien d'un facteur d'échelle d'espace, λ. Selon la première méthode, le pas de temps est calculé au moyen de l'équation (4.69). Selon la seconde, c'est l'équation (4.70) qui le régit. Dans ce cas, Δt^* est une estimation de la durée de traversée de la cellule du maillage par la particule.

$$\Delta t = \frac{L}{u_p + u} \qquad 4.69$$

$$\Delta t = \frac{\Delta t^*}{\lambda} \qquad 4.70$$

L'utilisateur définit également un nombre de pas de temps maximum. Si la particule considérée est toujours au sein de l'écoulement après ce nombre de pas de temps, sa trajectoire est considérée comme incomplète (*incomplete*). Ceci évite une boucle infinie, par exemple si une particule est bloquée dans une recirculation.

IV.5-14. Conditions aux limites

Jusqu'à présent, nous avons parlé du déplacement d'une particule située au sein d'un écoulement fluide. Un traitement particulier est nécessaire aux limites du domaine.

IV.5-14.1 Entrée

Un large panel de conditions d'injection des particules est disponible dans le code de calcul (ponctuelle, groupe, spray, *etc*.). En général, on utilise une injection surfacique sur la section d'entrée dans l'ouvrage.

Les caractéristiques des particules sont la masse volumique et le diamètre. On peut définir une granulométrie étendue au moyen d'une distribution de Rosin-Rammler. Il s'agit d'une distribution à deux paramètres, comme définie dans l'équation (4.71) et illustrée sur la figure 4.8. Ici, d est le diamètre, Y_d, la fraction massique de diamètre supérieur à d. *d* et n sont les deux paramètres de ce modèle, respectivement un diamètre « moyen » et la dispersion.

$$Y_d = \exp\left[-\left(\frac{d}{\overline{d}}\right)^n\right] \qquad 4.71$$

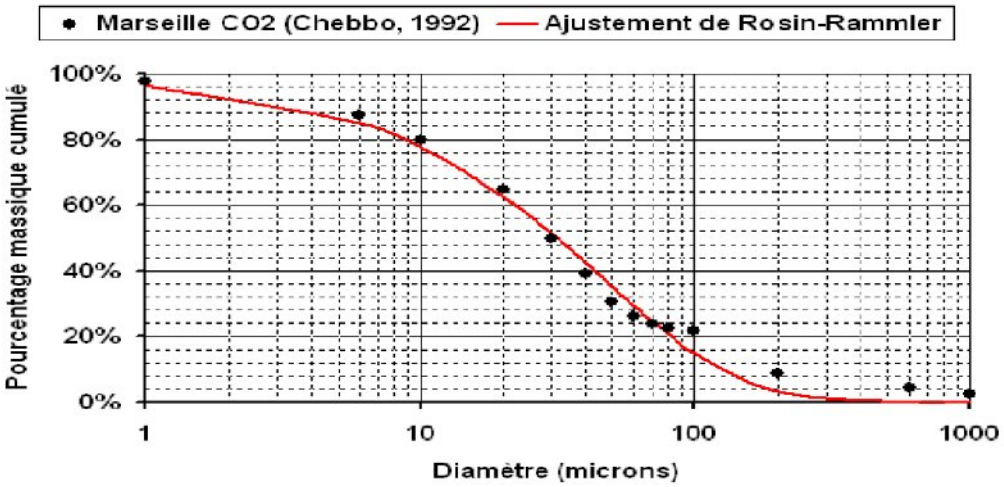


Figure 4.8. Ajustement de Rosin-Rammler d'une courbe granulométrique.

IV.5-14.2 Sortie

Lorsqu'une particule atteint une sortie, sa trajectoire prend fin et la particule est rapportée comme échappée (*escaped*).

IV.5-14.3 Condition limite sur le fond et les murs

Un traitement particulier est nécessaire lorsqu'une particule atteint une paroi. Deux conditions sont disponibles dans le code de calcul :

• *reflect* : la particule atteignant la paroi rebondit selon une loi de choc. Les coefficients de restitution normale et tangentielle permettent de déterminer la quantité de mouvement de la particule après le choc.

• *trap* : la trajectoire de la particule est stoppée et la particule est rapportée comme déposée (*trapped*).

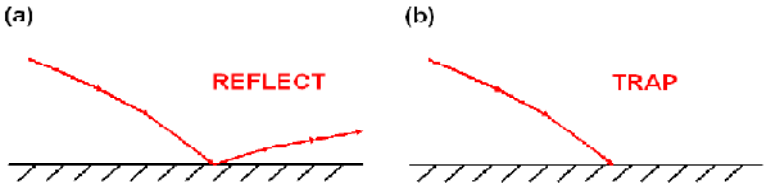


Figure 4.9. Les conditions aux limites *reflect* et *trap*.

La condition *reflect* ne prenant pas en compte le dépôt, elle est adaptée aux surfaces sur lesquelles aucune particule ne sédimente. C'est cette condition qu'on utilise en général sur les parois verticales des ouvrages ou encore sur la surface libre lorsque cette dernière est une limite du domaine de calcul (condition de symétrie). *Reflect* est également adaptée au fond des ouvrages lorsque aucune particule ne s'y dépose. Cette condition est illustrée sur la partie (a) de la figure 4.9.

La condition *trap*, illustrée sur la partie (b) de la figure 4.9, prend en compte le dépôt. Elle est adaptée au fond des ouvrages lorsque les dépôts sont répartis sur toute la surface. En revanche, lorsqu'il y a des zones préférentielles de dépôt, cette condition aboutit à de mauvais résultats (Stovin & Saul, 1996).

Conclusion

Concernant la modélisation, nous avons choisi d'utiliser le code de calcul Fluent (2002). La difficulté était double : les différentes recirculations pouvant être présentées par l'écoulement, et la localisation variée des zones de dépôts. Nous avons introduit dans le module de suivi de particules une nouvelle condition limite, fondée sur le seuillage de l'énergie cinétique turbulente au fond du réservoir. De plus, nous avons investigué un paramètre en général ignoré, la constante de temps lagrangien, CL, utilisée pour déterminer la taille et la durée de vie des tourbillons au sein desquels les particules se déplacent.

CHAPITRE V
RESULTATS ET INTERPRETATION

V..1. Procédé de calcul

V.1 -1. Introduction

Dans une partie du mémoire relative à la simulation d'un réservoir d'eau et des différentes réactions qui y ayant lieu telles que le transport des masses liquides-solides, les mouvements giratoires, les dépôt de sédiments dans ce barrage,etc….,nous nous sommes assigné comme but d'extraire les différentes caractéristiques cinématiques et hydrodynamique en n'import quel point du réservoir virtuel de l'écoulement instationnaire ;objet de notre présent étude .

V.1 -2. Géométrie et paramètres de l'écoulement

On considère un réservoir d'eaux de 20m de longueur, de 6m de hauteur et de 6m de largeur et un canal d'entré de longueur de 10 m , 1m de largeur et 1m de hauteur. Une eau écoule dans un canal de gauche a droite à un nombre de Reynolds d'environ de $1.2.10^5$.

Dans cette étude la formule utilisée pour déterminer la masse volumique de l'eau est celle donnée dans la littérature de $\rho\,(T) = 1001 - 9.084.10^{-2}T - 3.416.10^{-3}T^2$

Où T est la température en °C. Donc, à 20°C : $\rho = 997.77 kg/m^3$.

En ce qui concerne la viscosité cinématique de l'eau à 20°C on a retenu les mesures de Gradeck (1996), effectuées à l'aide de tubes capillaires:

$\delta = 1.043.10^{-6} m^2/s$. Ce qui donne une viscosité dynamique de l'eau à 20 °C: $\mu = 1.04.10^{-3}\ kg/m.s$

la masse volumique de sable $\rho_s = 2500\ kg/m^3$ $\mu = 1.04.10^{-3}\ kg/m.s$ .diamètre D=0.0001mm

La géométrie de réservoir et canal est illustrée par la figure (5. **1**) :

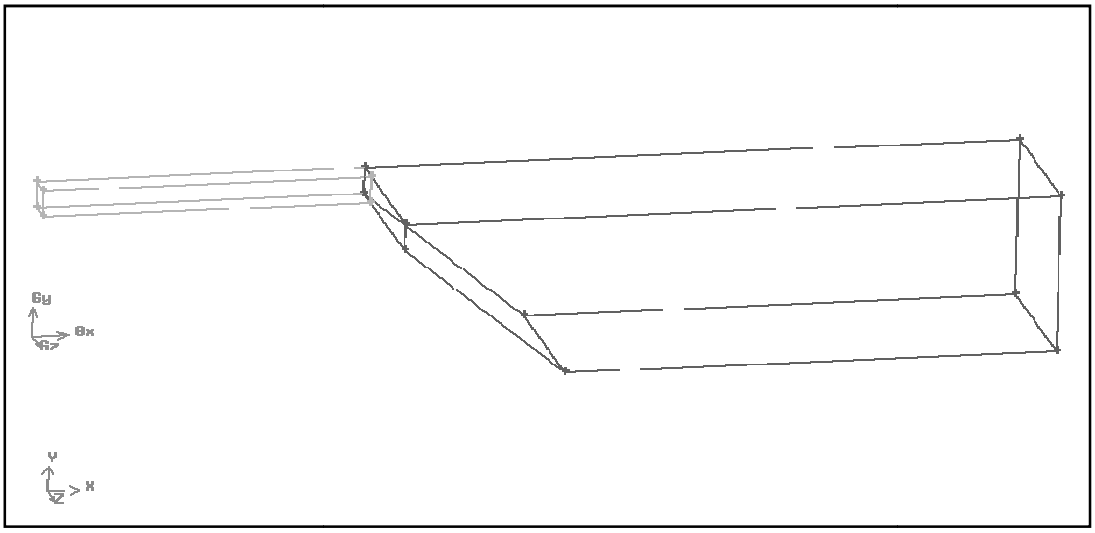


Figure 5.1: La géométrie de réservoir (L=20m, H= 6m, b=6m)
Et le canal (L=10m, H= 1m, b=1m)

V. 1.3. Construction du maillage

La création de la géométrie ainsi que le maillage se font grâce au progiciel "Gambit" 2.0. Plusieurs méthodes permettent la création de cette géométrie; soit on se base sur des géométries prédéfinies, soit il suffit d'entrer les coordonnées des différents points (x, y) en 2D, de créer les limites et enfin de créer la surface.

Cependant, pour notre cas, deux choix principaux du maillage se sont posés. En l'occurrence, un maillage soit à base de cellules quadrilatères, soit à base de cellules triangulaires. L'utilisation d'un maillage triangulaire induirait un surplus du nombre de cellules par rapport aux cellules quadrilatères, d'où le besoin de plus de ressources et de temps de calcul. Cependant, notre géométrie est assez simple où l'écoulement suit pratiquement la forme de cette géométrie. Donc, en utilisant un maillage à cellules quadrilatères, nous aurons un alignement de l'écoulement avec notre maillage, alors que ça ne sera jamais le cas avec des cellules triangulaires.

Le réservoir a une géométrie assez simple. Ceci est mis à profit pour utiliser un maillage structuré composé en quadrilatéraux en 2D. On utilise les maillages fins de dimension (0.01X0.01) .

V.1.4. Présentation du maillage par « GAMBIT »

La génération du maillage dans « GAMBIT » passe par deux étapes principales:
-La géométrie.
-Le maillage.

Au cours de génération du maillage de la surface d'étude on passe par les instructions suivantes:
-La création de la surface et la définition de ses dimensions.
-Le maillage de la surface.
-L'insertion des conditions aux limites sur la surface
-La préparation du maillage à l'exporter pour le traitement par le code de calcul «FLUENT»

-Étape 1 : Choisir de Solutionneur

La première étape est de choisir le code qui doit modéliser et résoudre les équations du système Solver _ ⟹ FLUENT5/6

-Étape 2 : Création de la Géométrie.

Méthode de création de la géométrie :
Soit on base sur les géométries prédéfinies.
Soit on crée la surface à partir des points, des lignes, des surfaces, et puis la surface.

- Étape 3 : Maillage des parois

Ce genre de maillage est employé pour raffiner localement les mailles dans les zones proches des parois et ceci à cause des phénomènes important qui déroulent dans la surface.

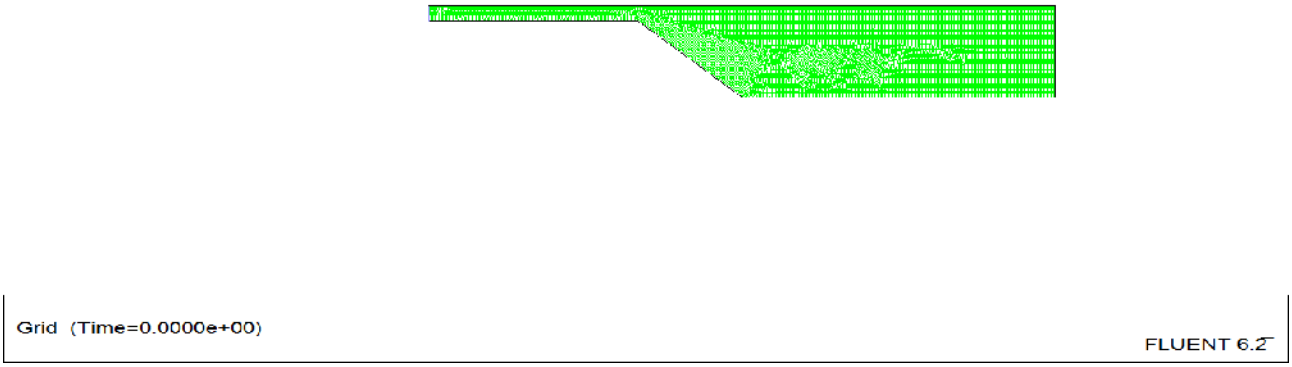


Figure 5- 2: Maillage du surface

-Étape 4 : Les conditions aux limites

La déclaration des conditions aux limites est importante pour les définir après par **«FLUENT».**

En entrée "inlet velocity":V_{inlet} d'eau et v_{inlet} de sable de forme parabolique : 0.2y (1-y).
Et sur les autres frontières du domaine, on applique la condition "wall" :

Notre écoulement est délimité par des parois imperméables et les fluides d'essai est de l'eau et le sable, donc les fluides visqueux, ce qui nous conduit à une condition aux limites de non glissement ($u_i = 0$) sur les parois.

-Étape 7 : Exporter les mailles et sauvegarder la session

1. Exporter un dossier qui contient le maillage du réservoir, (extension : .msh).

-File ⟹ Export⟹Mesh

2.Sauvegarder la session « GAMBIT », et puis quitter le « GAMBIT ».

-File⟹Exit

V. 1.5. Convergence Des Calculs

Pour s'assurer de la convergence des calculs, nous nous aidons de deux critères visuels. Le premier consiste à observer les courbes des résidus définis par les équations de modèle turbulent k-□ tracées par Fluent, en fonction des itérations. Lorsque les résidus sont faibles (inférieurs à 10-3 au moins) et que les courbes deviennent plates comme illustrées ci-dessous, nous pouvons considérer que la solution est atteinte.

Un autre critère consiste à suivre l'évolution des champs de vitesse, de pression, au fur et à mesure des itérations. Lorsqu'ils n'évoluent plus, cela signifie que le calcul a convergé.

En combinant ces deux critères visuels, nous avons déduit que la solution est obtenue au bout de 80 itérations.

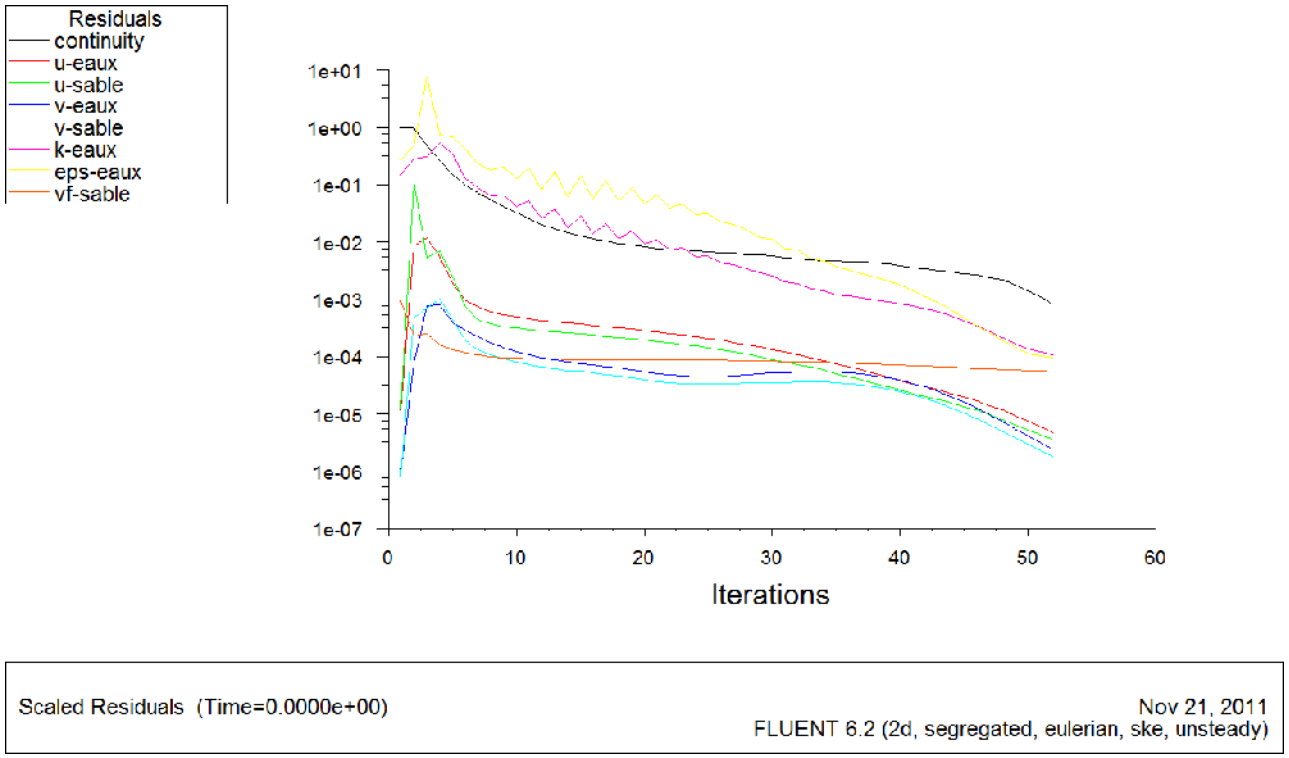


Figure 5- 3 : Courbe des résidus

V. 2. La description des caractéristiques de l'écoulement

V.2.1. Les champs et les profils des vitesses :

Les figures de 5-4 à 5-27 présentent respectivement les résultats quantitatifs des champs et les profils de l'intensité de vitesse dans les plans de mesure de l'eau et du sable et respectivement par X=4m, X=6m, X=8m, X=15m, X=18m, X=20m, X=25m, X=28 m .

Ce chapitre est consacré à l'étude des écoulements non permanents, c.à.d. les écoulements qui

varient dans le temps et dans l'espace, comme schématiquement illustré dans les Figures de 5-4 à 5-27. Le but est de déterminer les caractéristiques de l'écoulement (vitesse U) en fonction des coordonnées spatiale (x) et temporelle (t=4s ; 10s) ainsi que les différents réactions susceptible de se produire dans le barrage.

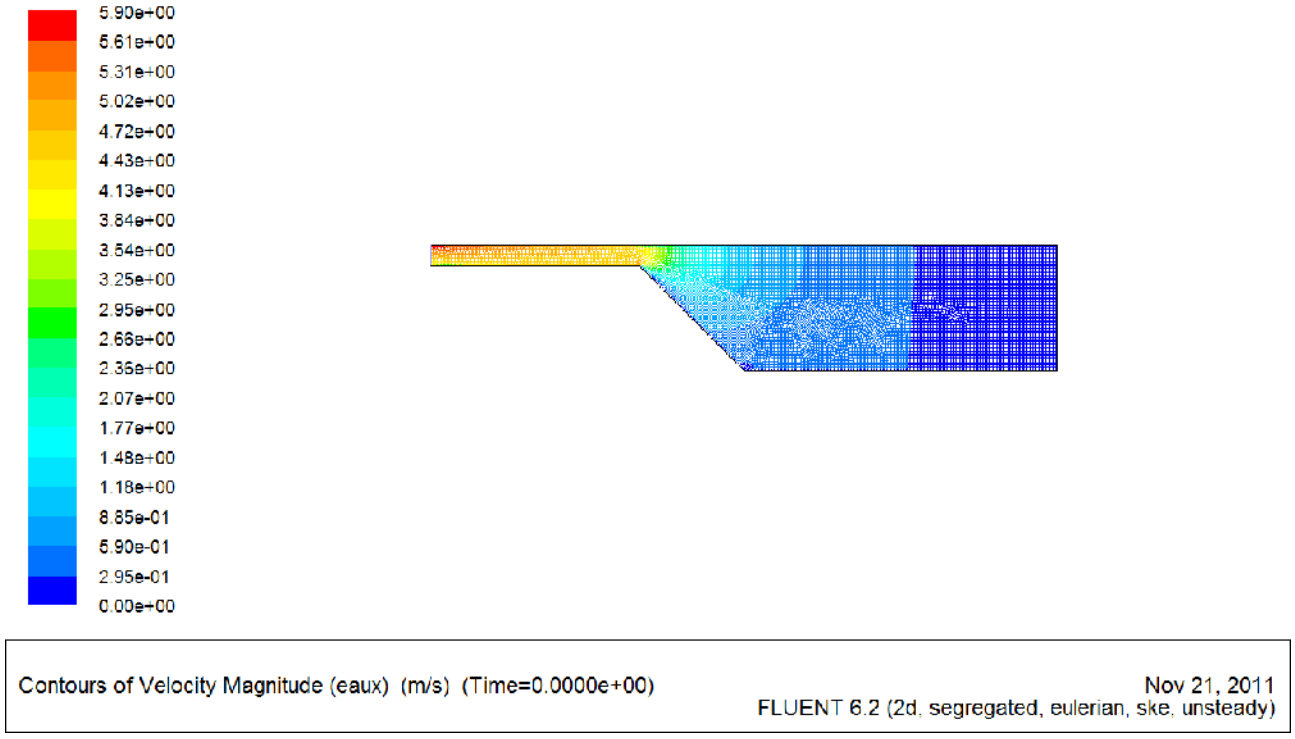


Figure 5- 4: Champ de vitesses de l'eau (m/s) calculé en 2D

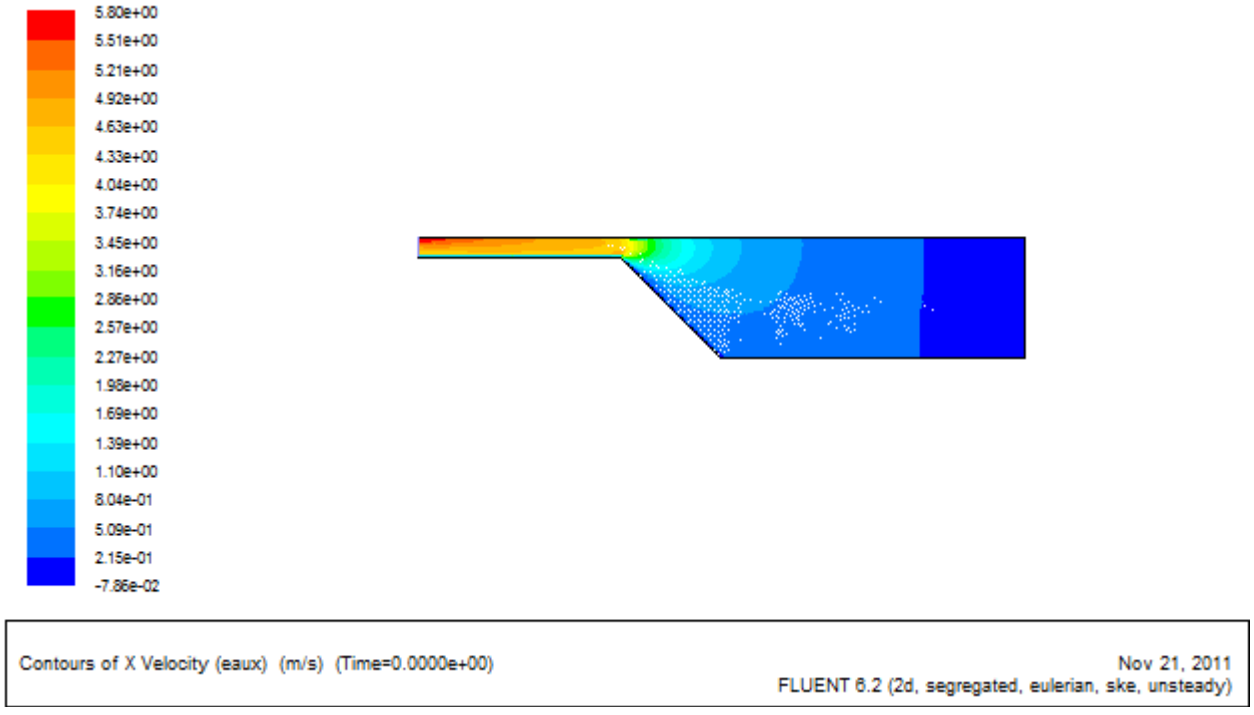


Figure 5- 5: Champ de vitesses de l'eau en direction x (m/s) calculé en 2D

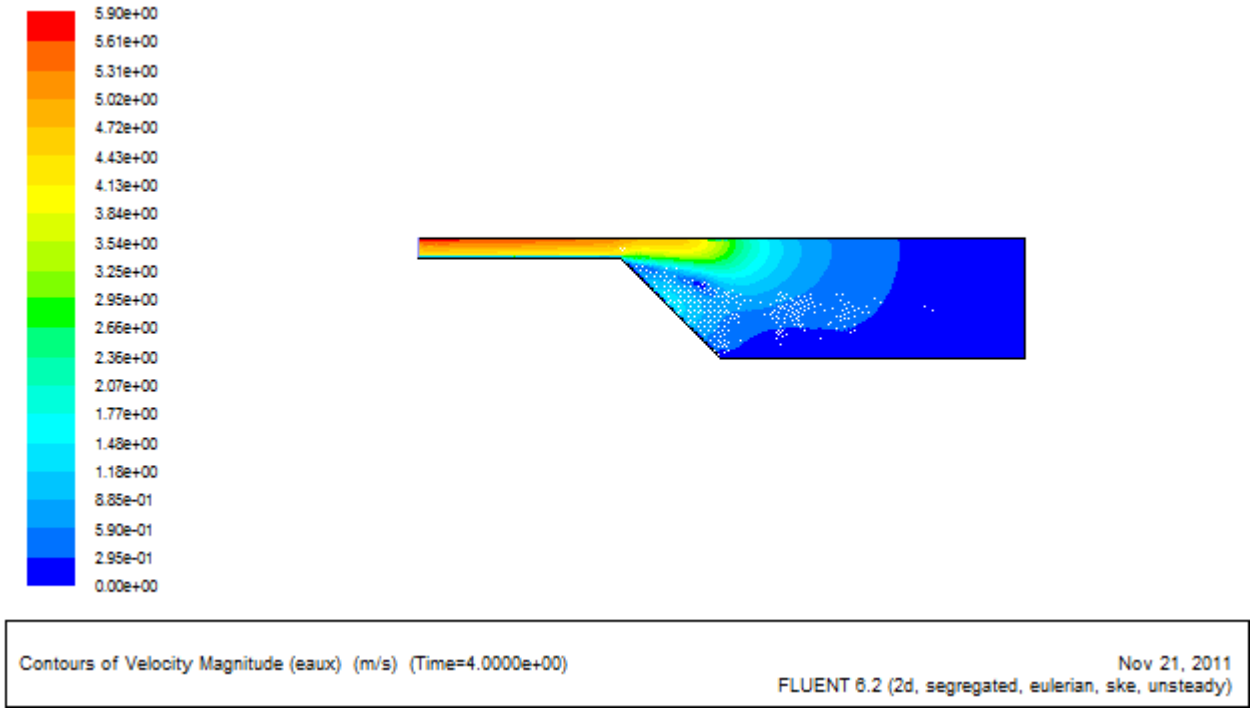


Figure 5- 6 : Champ de vitesses de l'eau (m/s) calculé en 2D après4s

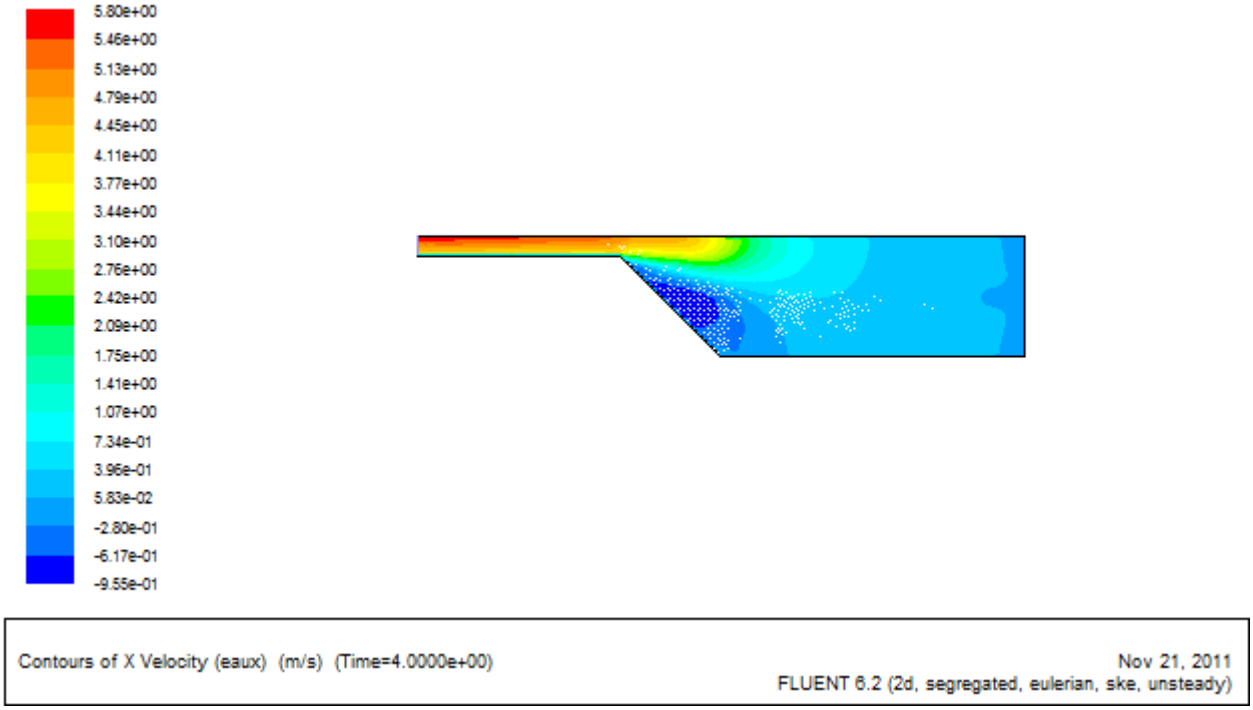


Figure 5- 7 : Champ de vitesses de l'eau en direction x (m/s) calculé en 2D après4s

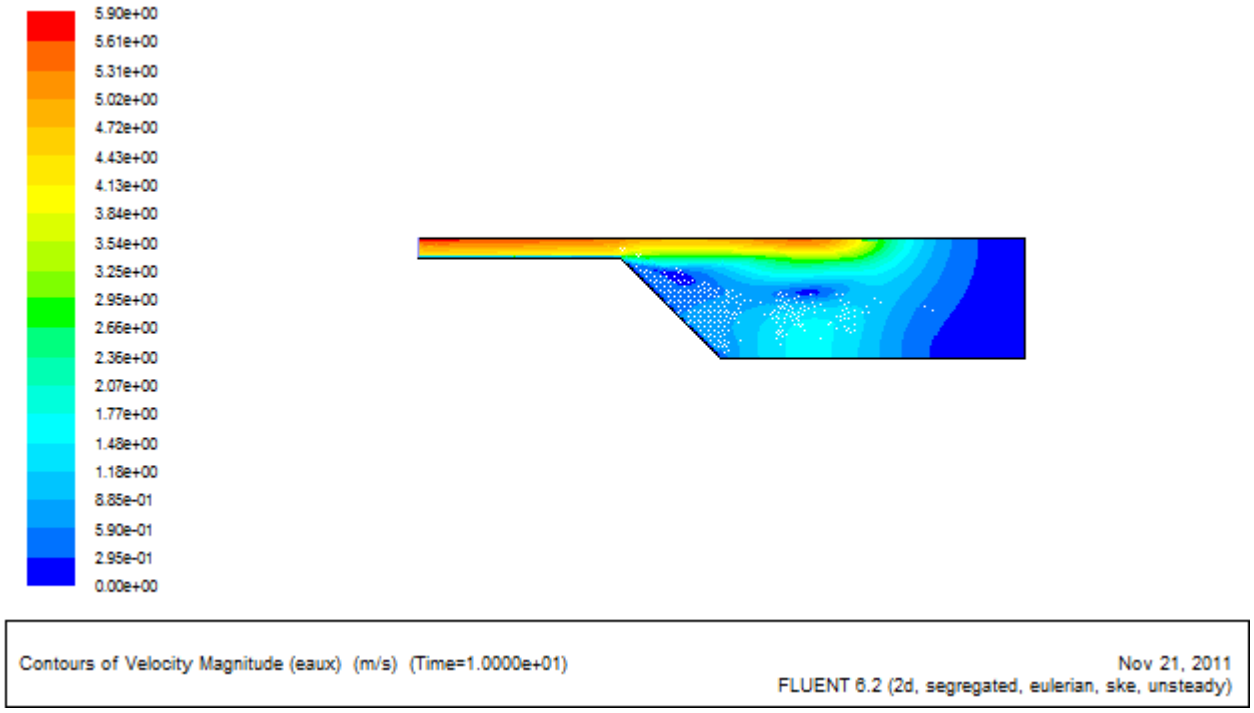


Figure 5- 8 : Champ de vitesses de l'eau (m/s) calculé en 2D après10s

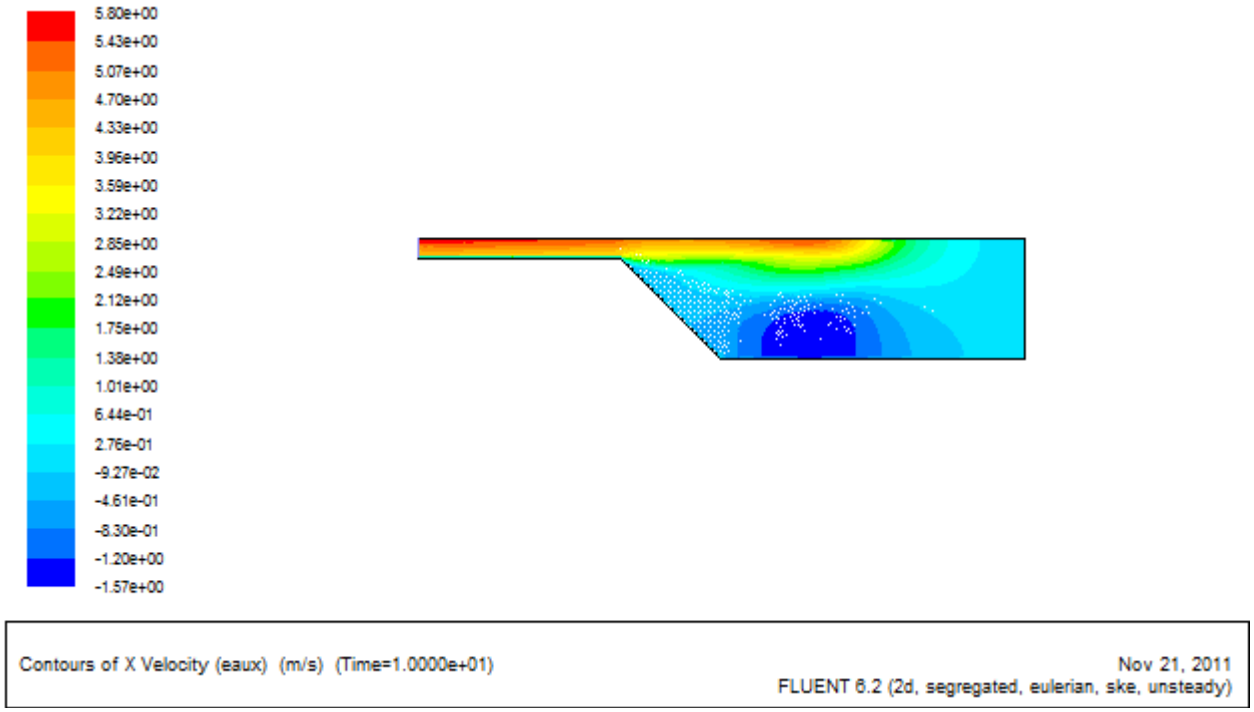


Figure 5- 9: Champ de vitesses de l'eau en direction x (m/s) calculé en 2D après10s

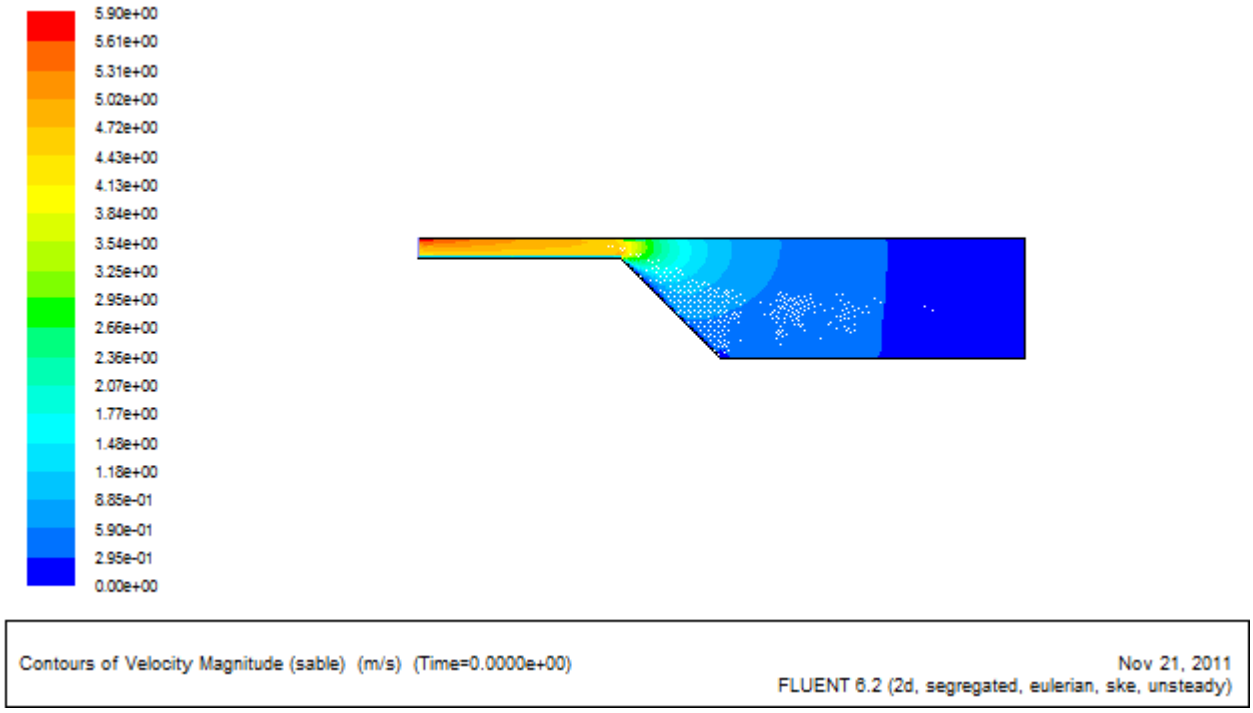


Figure 5- 10 : Champ de vitesses du sable (m/s) calculé en2D

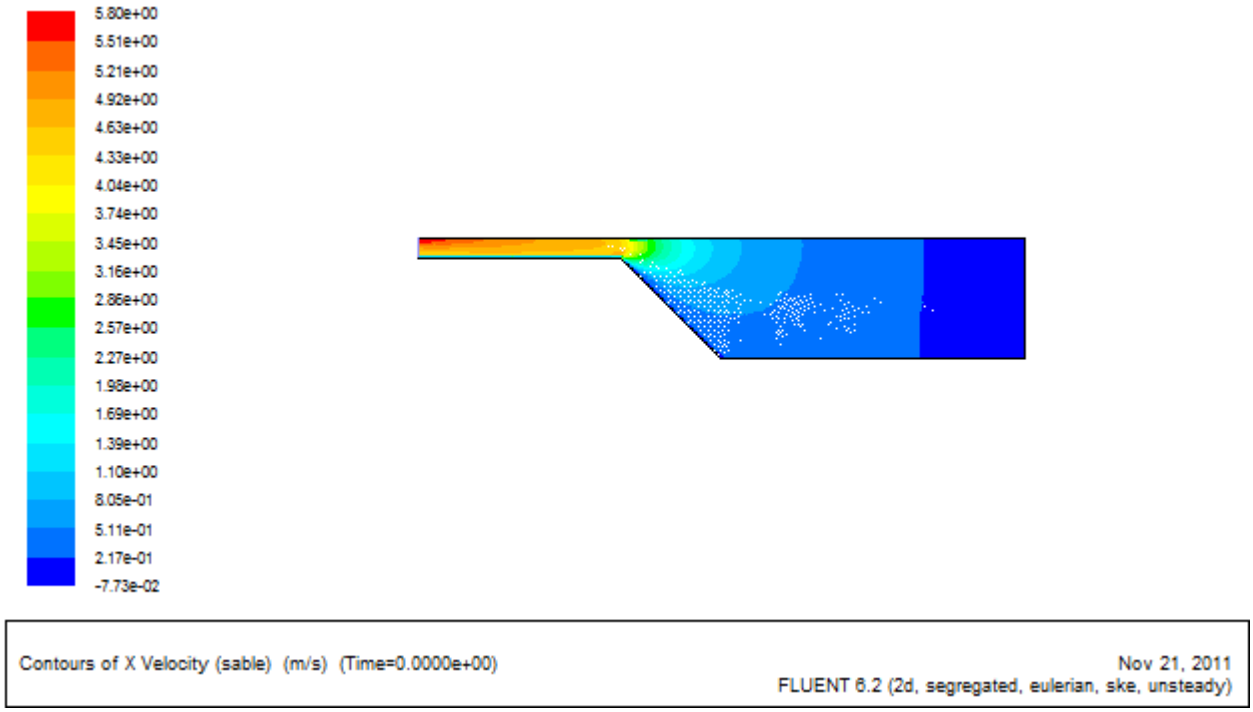


Figure 5- 11: Champ de vitesses du sable en direction x (m/s) calculé en 2D

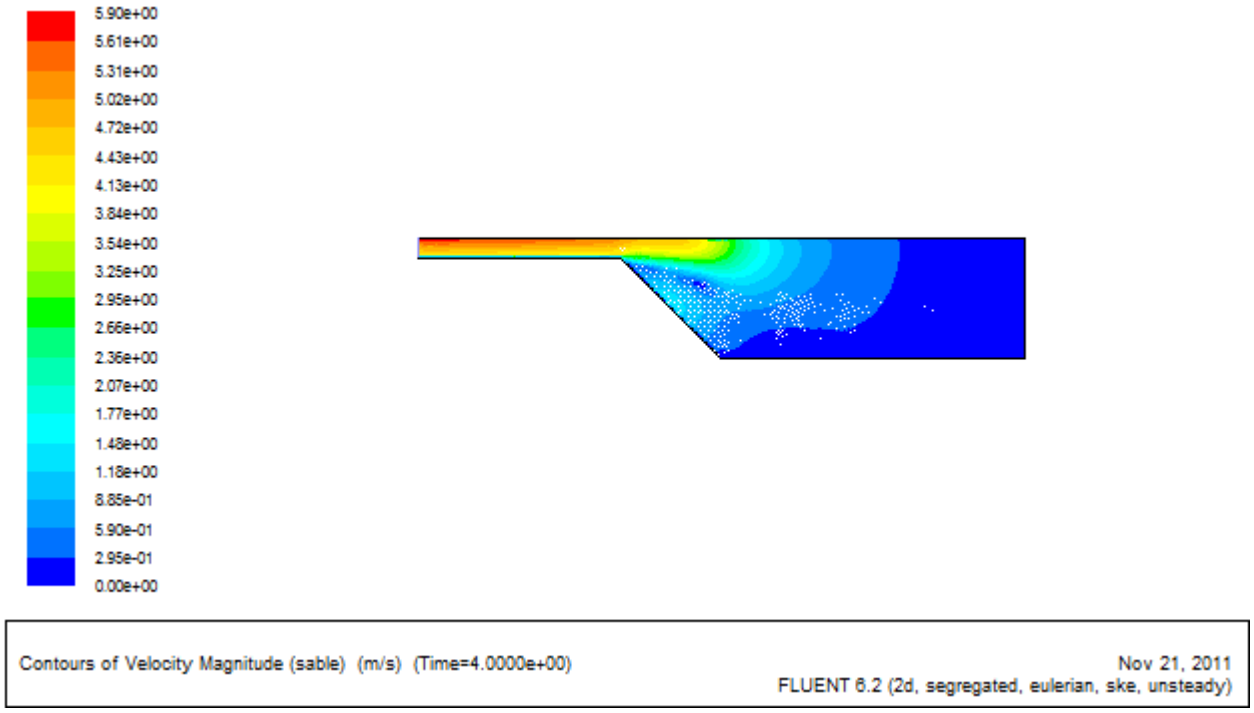


Figure 5- 12: Champ de vitesses du sable (m/s) calculé en 2D après 4s

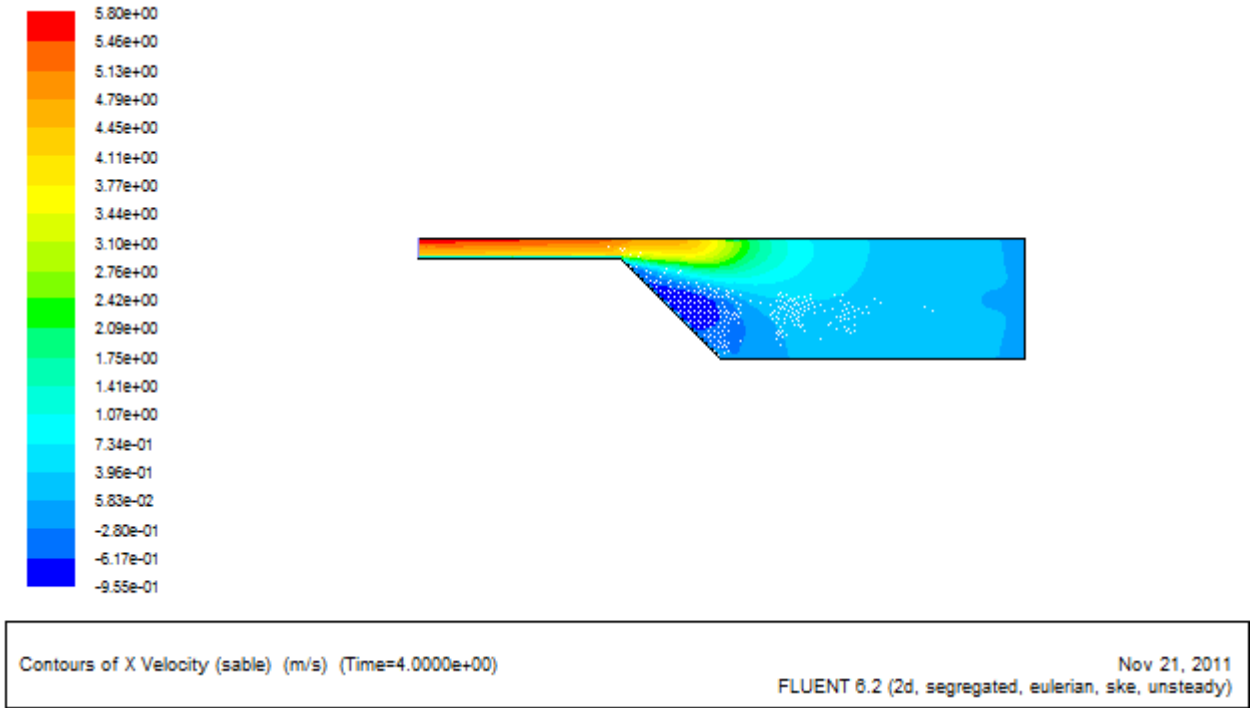


Figure 5- 13 : Champ de vitesses du sable en direction x (m/s) calculé en 2D après 4s

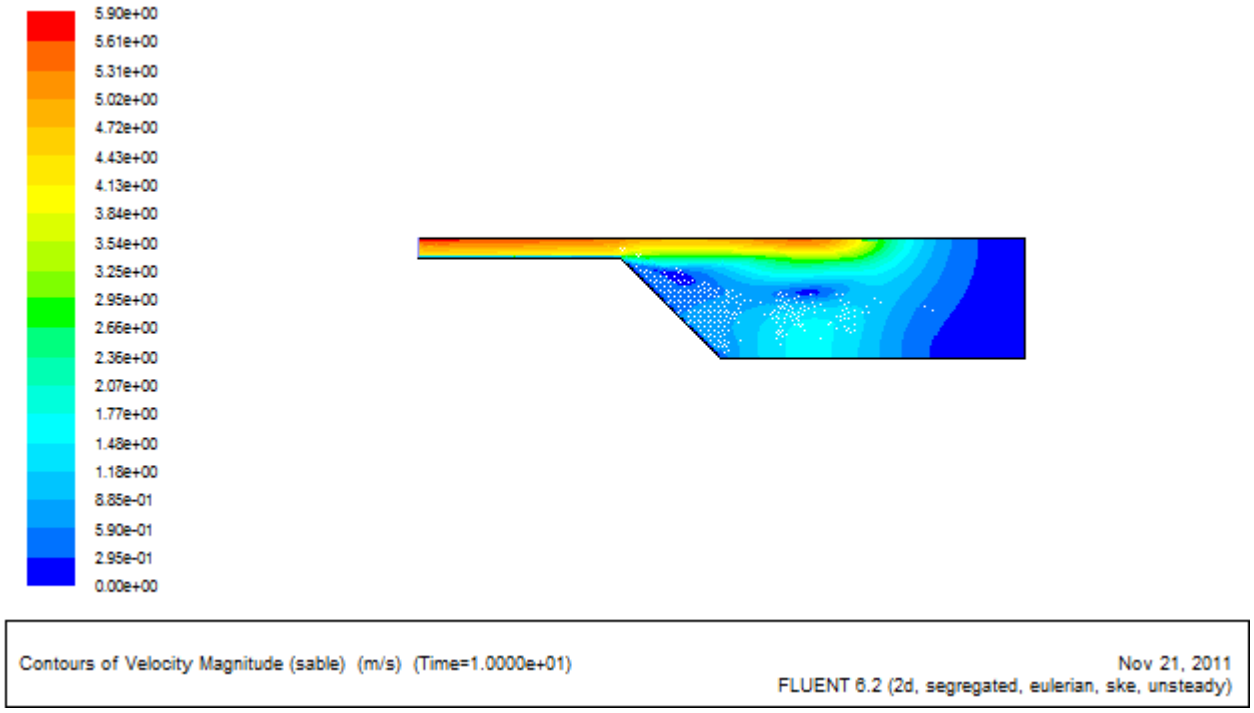


Figure 5- 14 : Champ de vitesses du sable (m/s) calculé en 2D après 10s

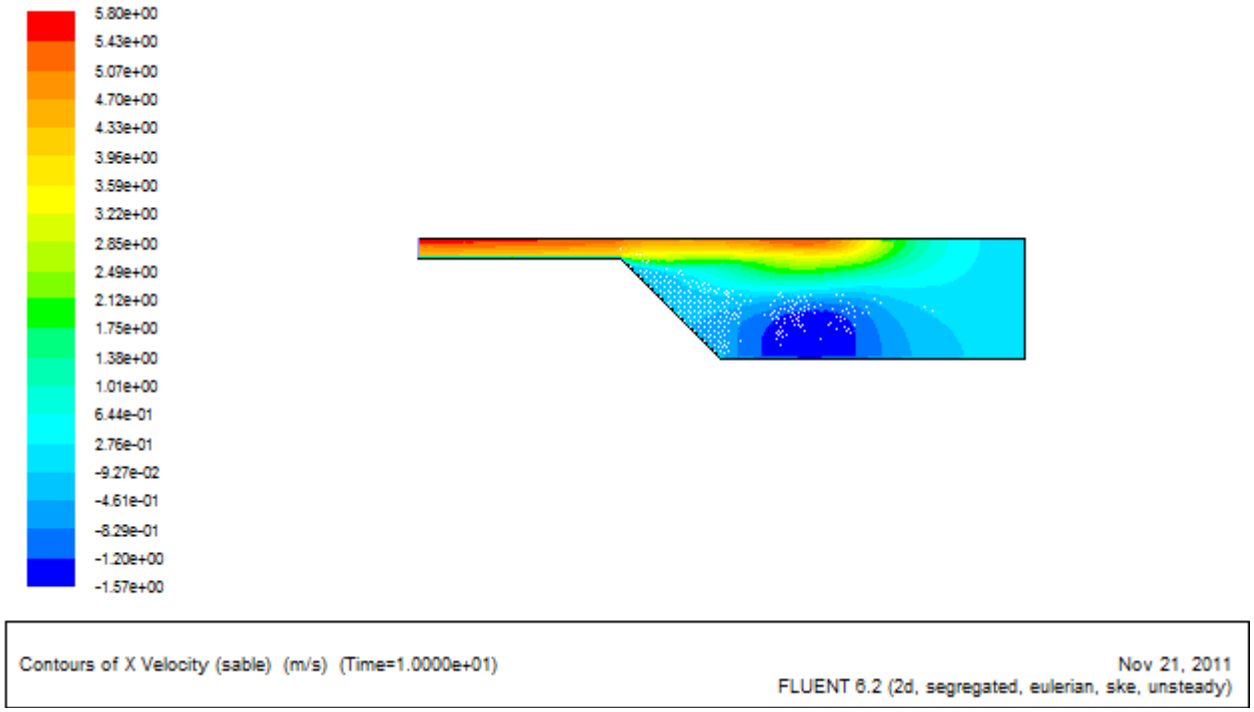


Figure 5- 15 : Champ de vitesses du sable en direction x (m/s) calculé en 2D après 10s

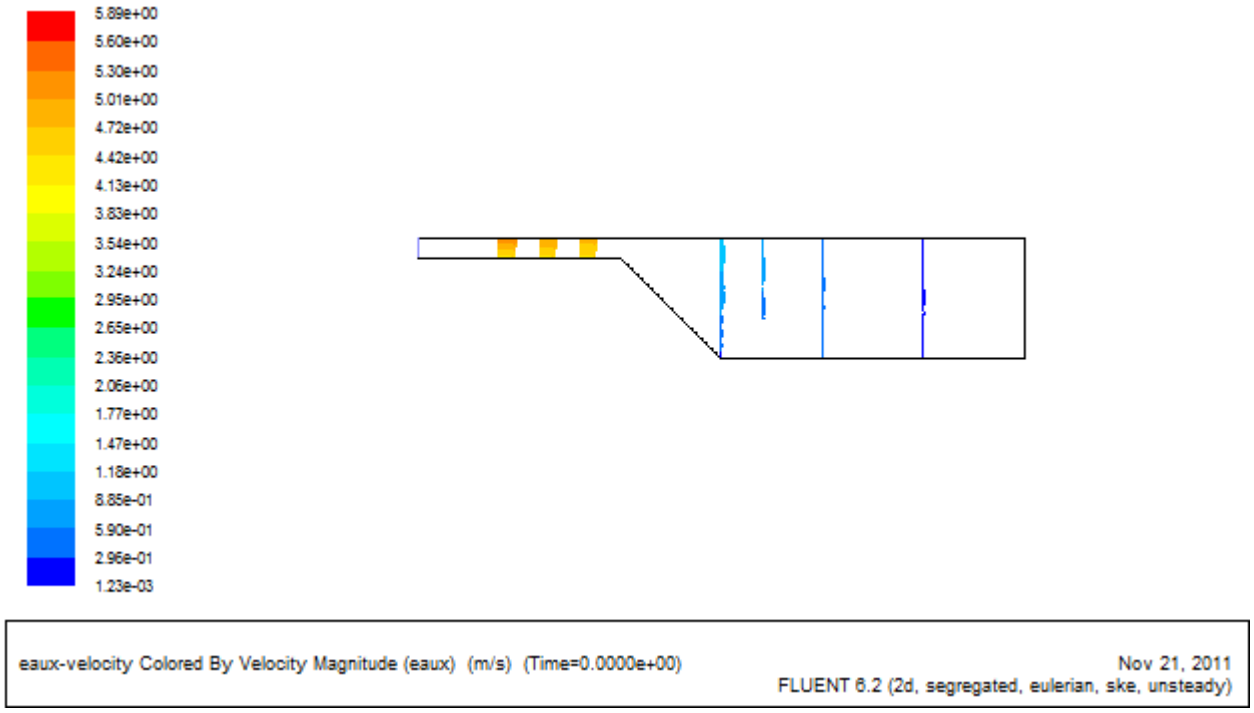


Figure 5- 16 : vecteurs de vitesses de l'eau (m/s) calculé en 2D
X=4m, X=6m, X=8m, X=15m, X=18m, X=20m, X=25m, X=28m

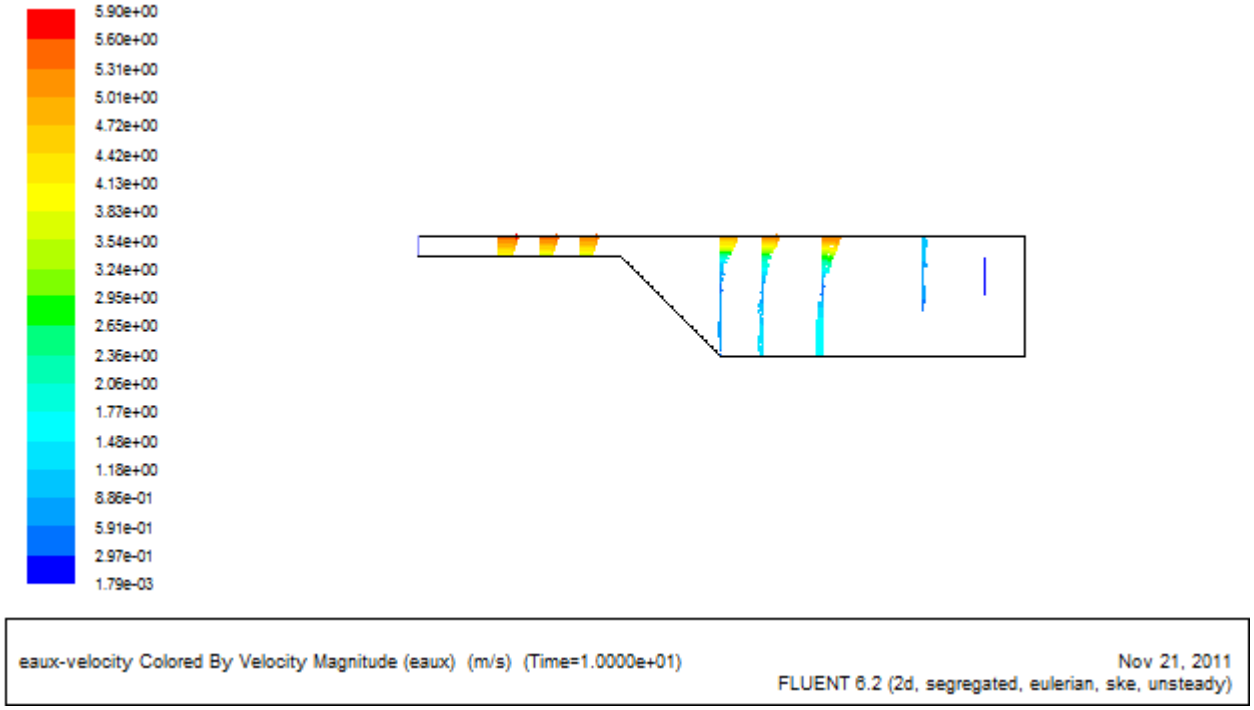


Figure 5- 17 : vecteurs de vitesses de l'eau (m/s) calculé en 2D après 10S
X=4m, X=6m, X=8m, X=15m, X=18m, X=20m, X=25m, X=28m

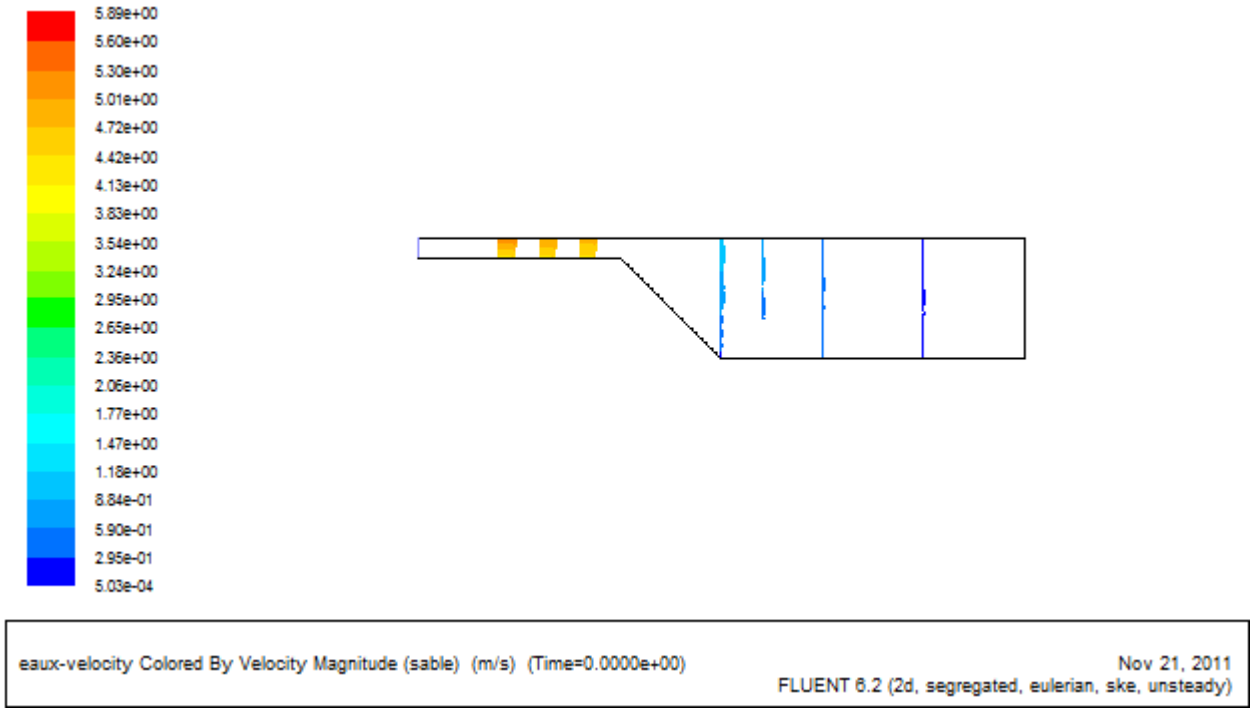


Figure 5- 18: vecteurs de vitesses du sable (m/s) calculé en 2D
X=4m, X=6m, X=8m, X=15m, X=18m, X=20m, X=25m, X=28m

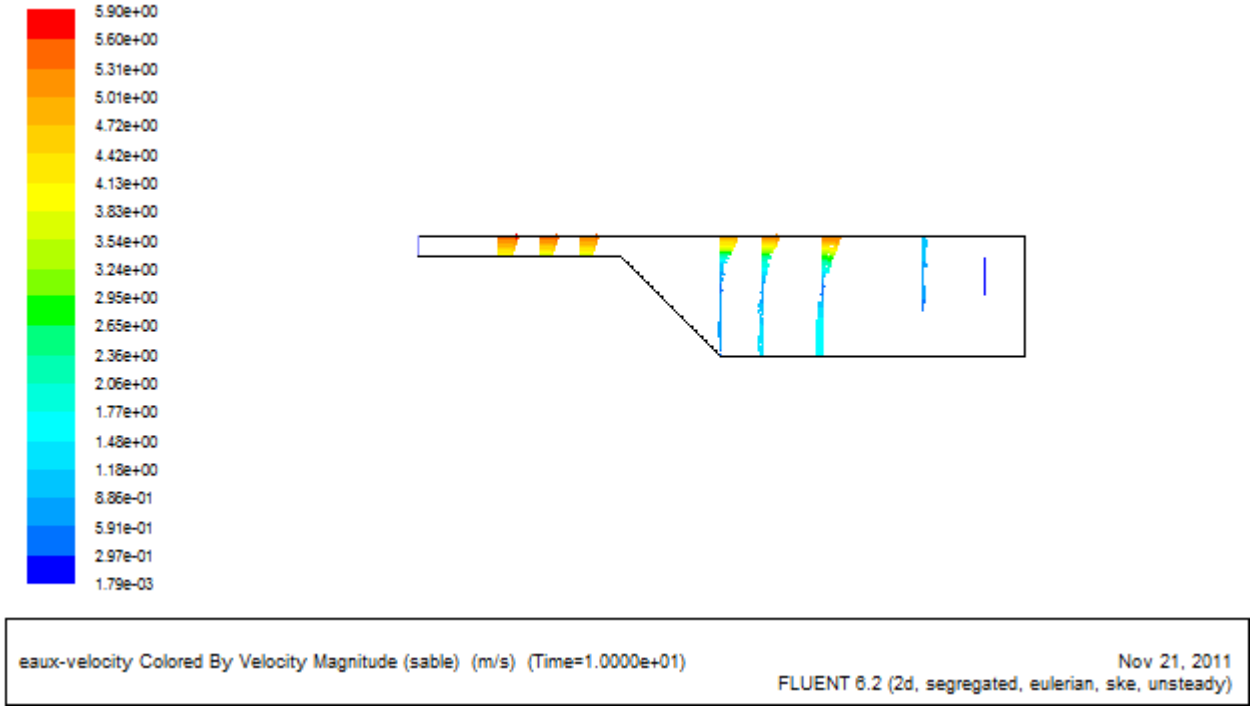


Figure 5- 19 : vecteurs de vitesses du sable (m/s) calculé en 2D après 10S
X=4m, X=6m, X=8m, X=15m, X=18m, X=20m, X=25m, X=28m.

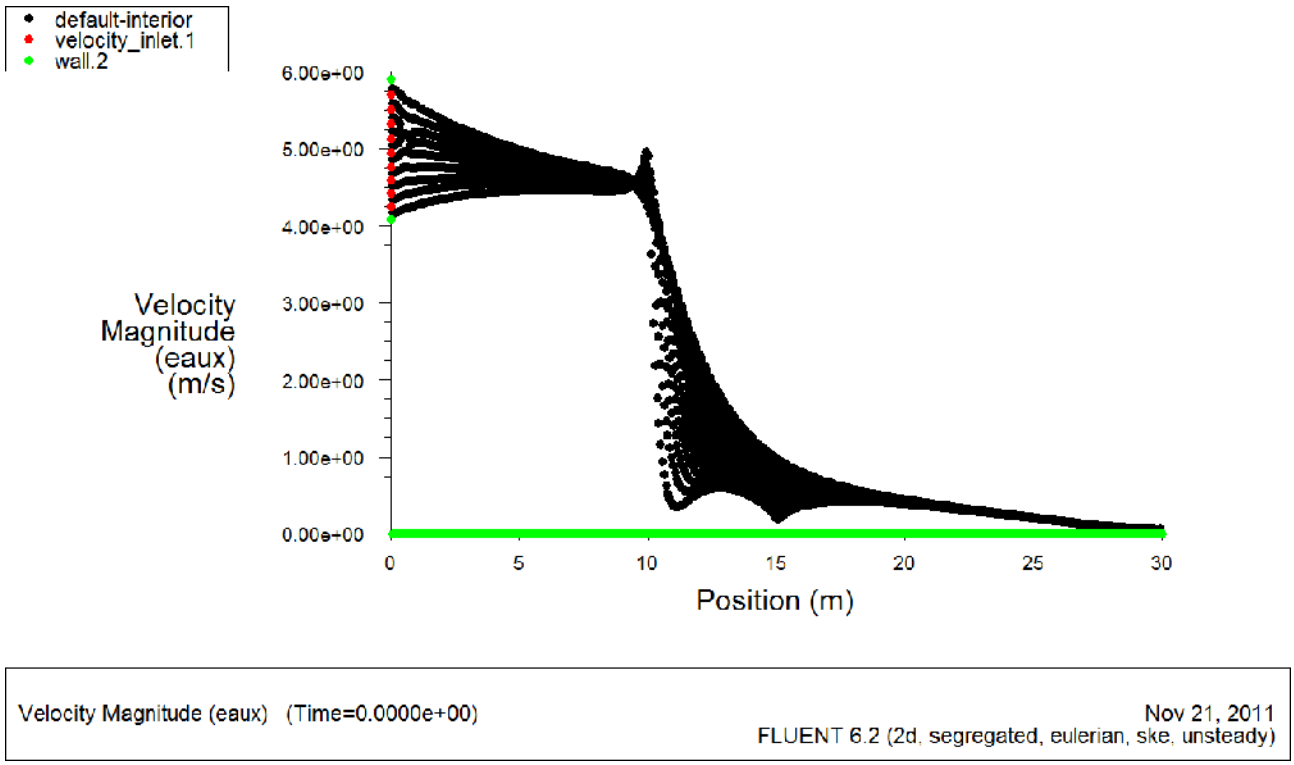


Figure 5- 20 : profils de vitesses de l'eau (m/s) calculées en 2D

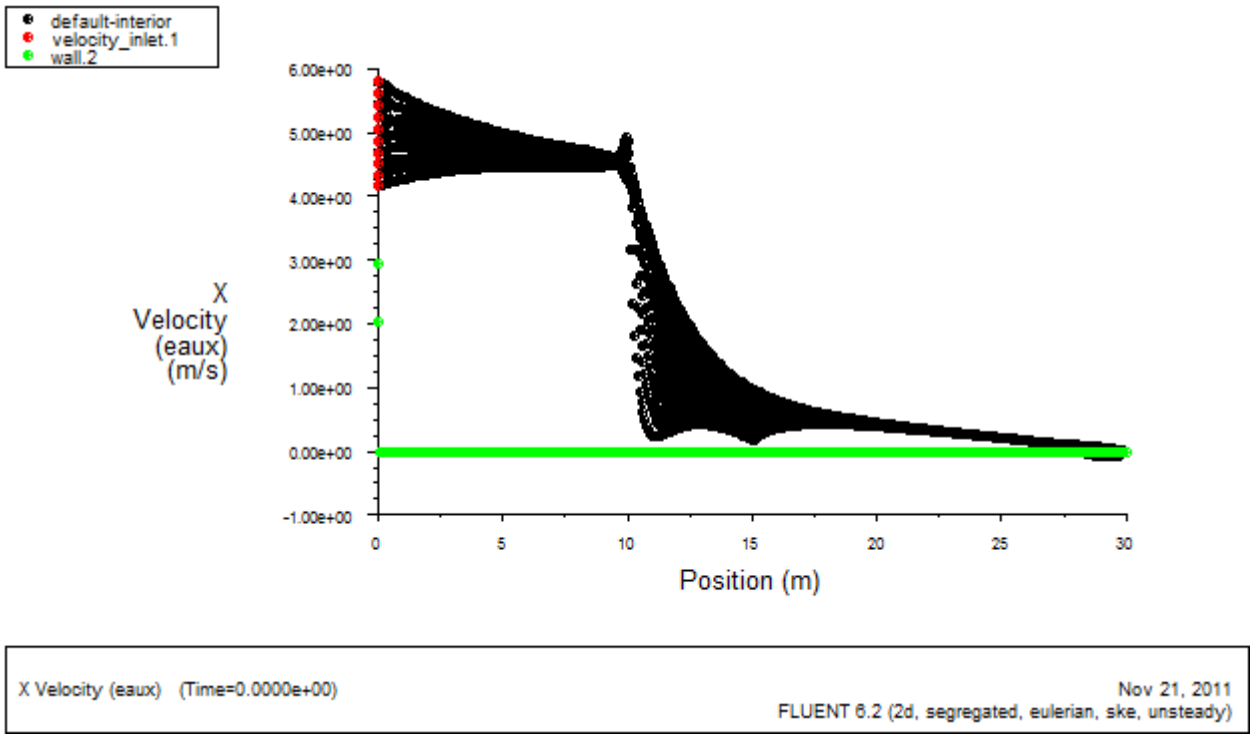


Figure 5- 21 profils de vitesses de l'eau en direction X (m/s) calculées en2D

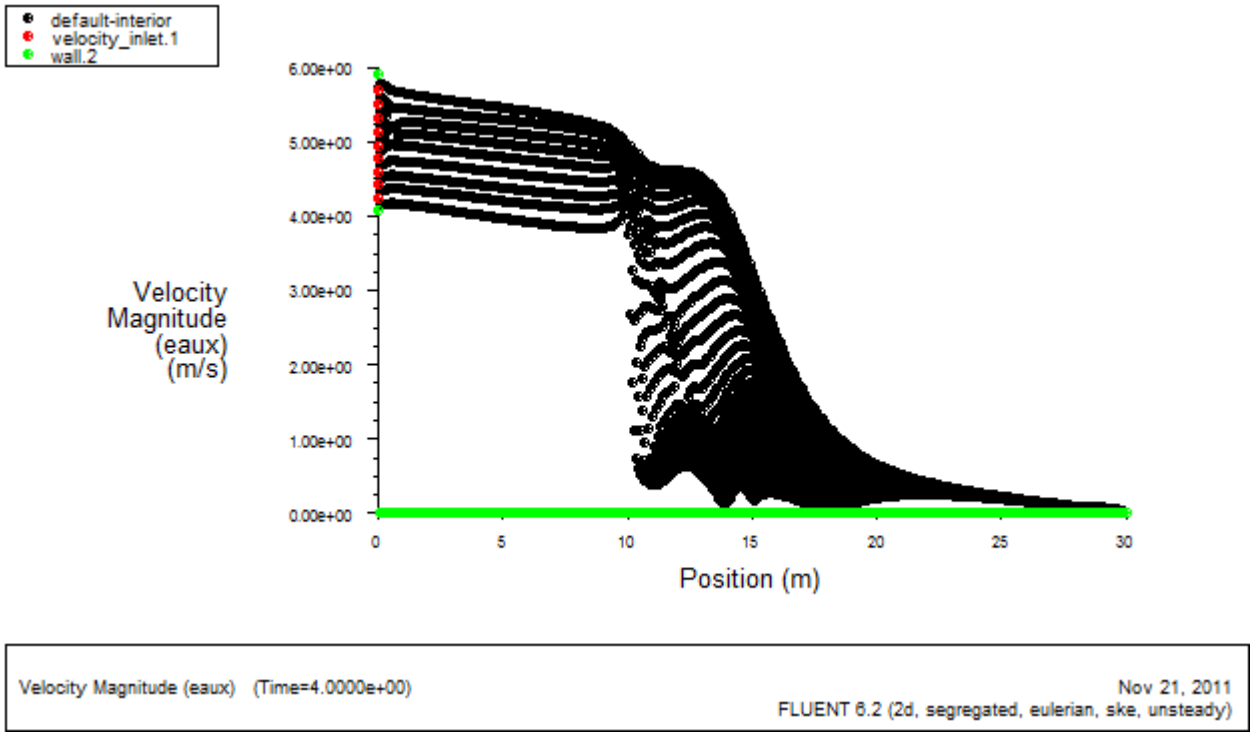


Figure 5- 22: profils de vitesses de l'eau (m/s) calculées en 2D Après4s

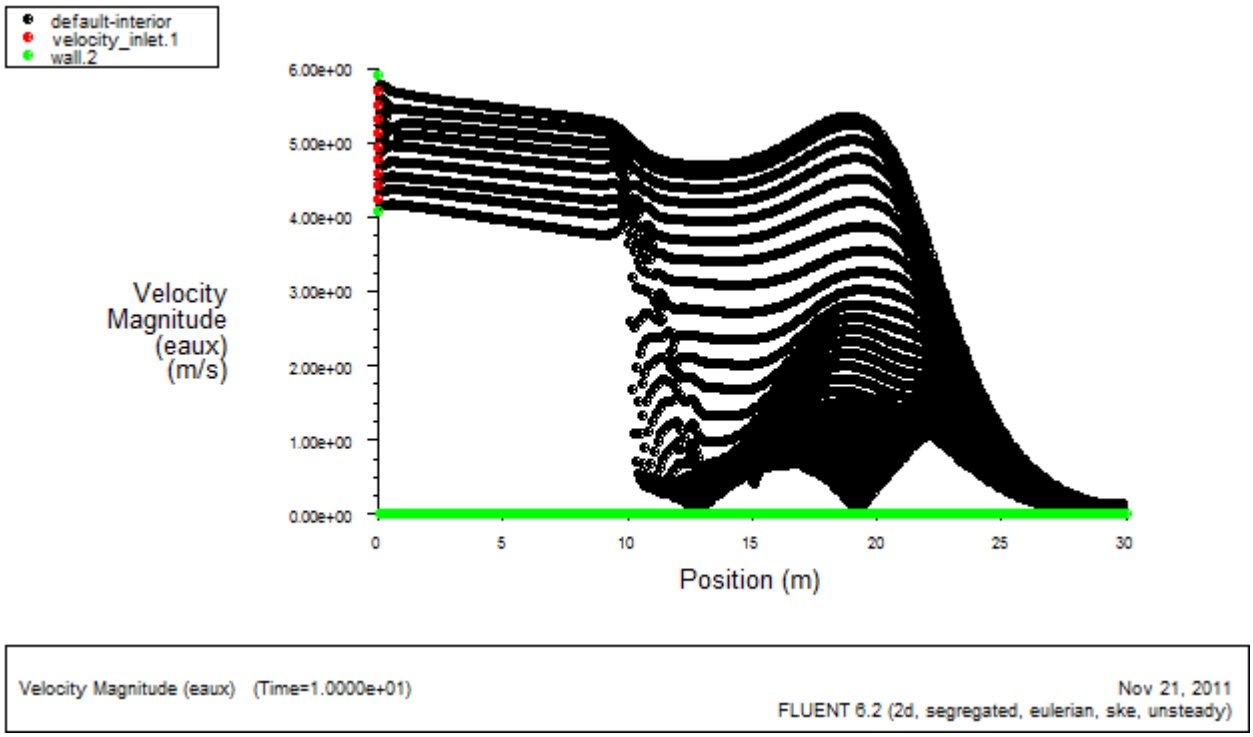


Figure 5- 23: profils de vitesses de l'eau (m/s) calculées en 2D Après10s

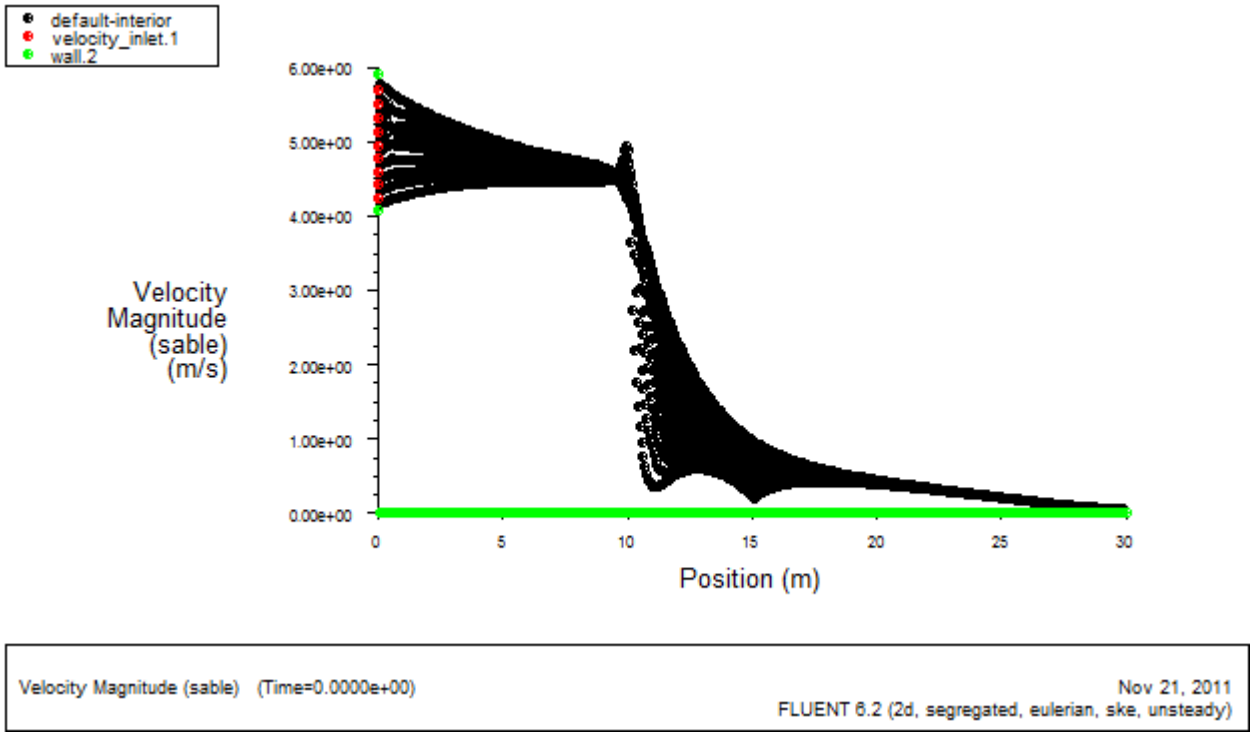


Figure 5- 24: profils de vitesses du sable (m/s) calculées en 2D

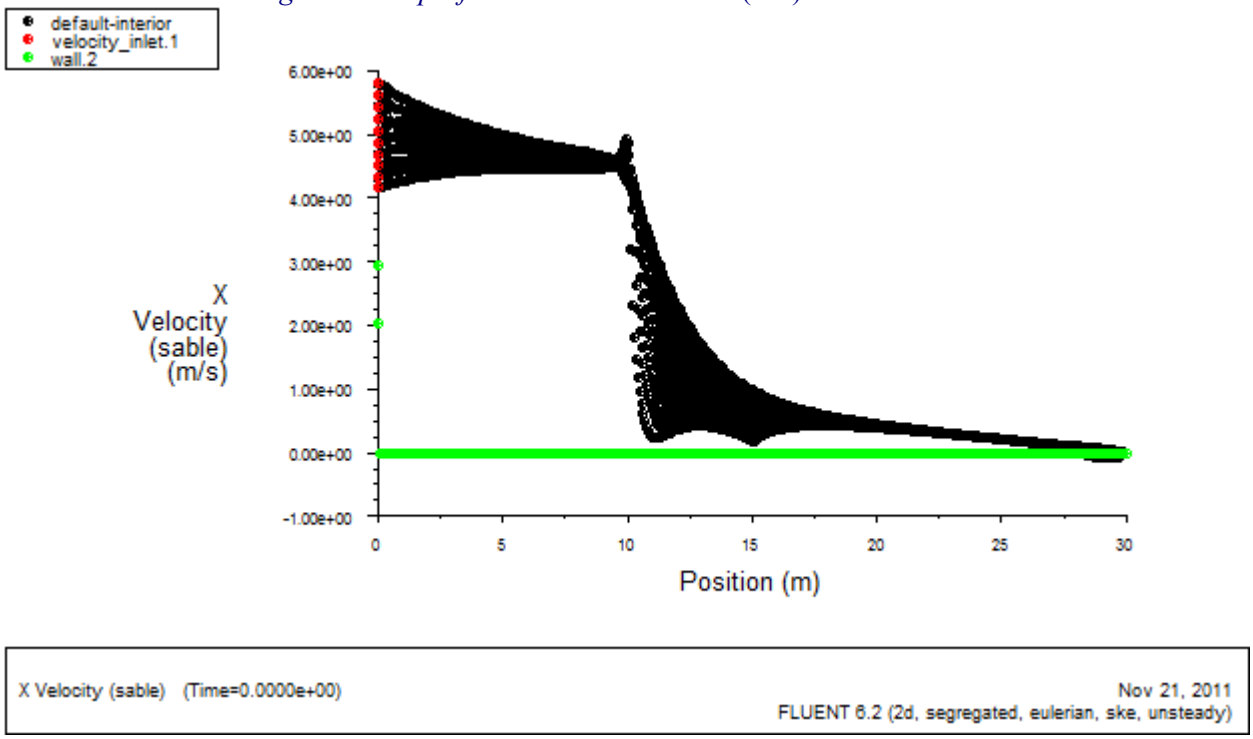


Figure 5- 25profils de vitesses du sable en direction X (m/s) calculées 2D

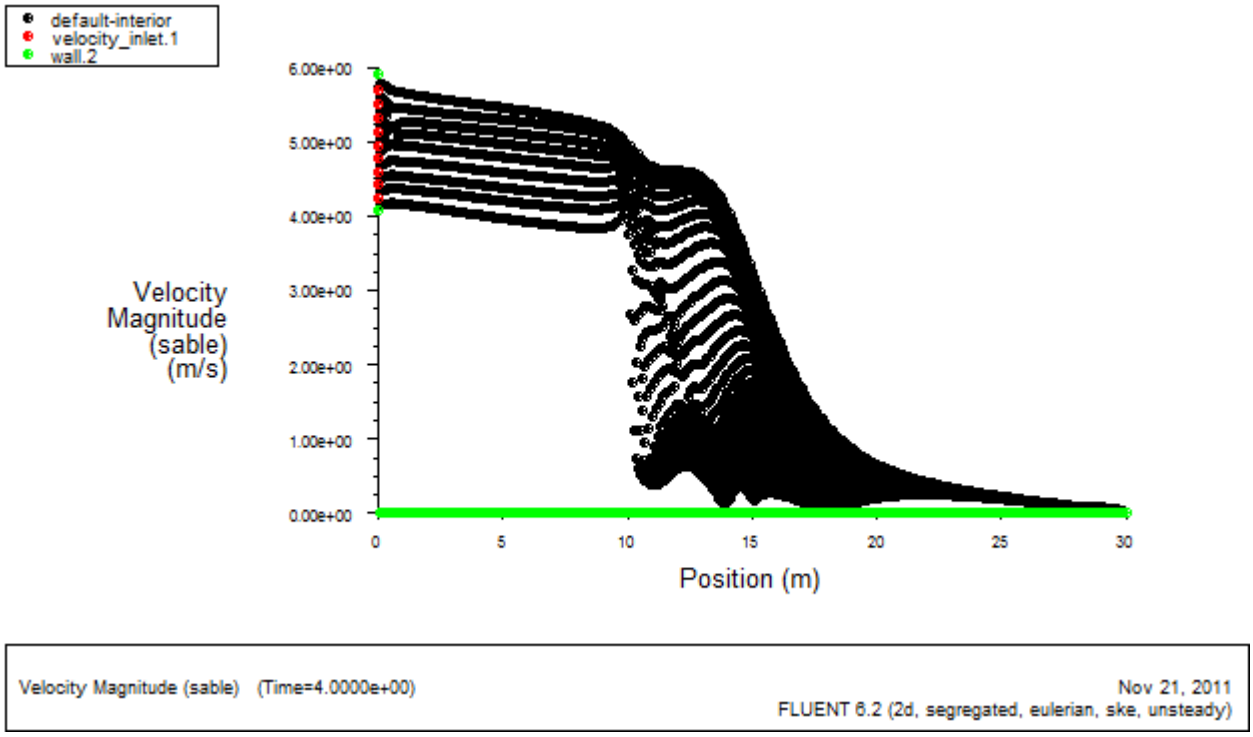


Figure 5- 26: profils de vitesses du sable U (m/s) calculées en 2D Après 4s

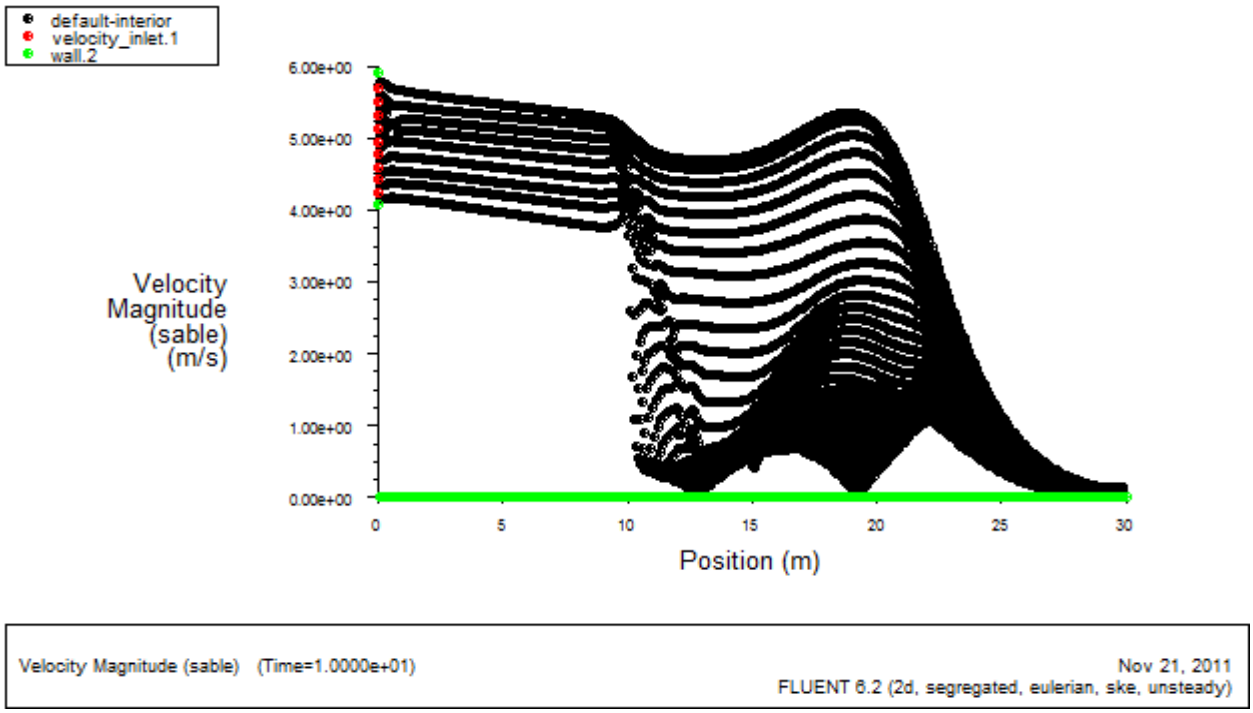


Figure 5- 27: profils de vitesses du sable U m/s) calculées en 2D Après 10s

A partir de ces différentes figures, nous observons ce qui suit:

1-Pour l'intensité de la vitesse et pour les deux fluides(eau+sable), la vitesse diminue progressivement dès leur entrée dans le réservoir après qu'elles aient été grandes dans le canal ,et

pour être complètement inexistante quand les fluides atteignent la digue du réservoir ; et nous observons aussi des recirculation à la suite de ce changement soudain de la section entre le canal et le réservoir, toutes ces observations sont décrites dans les figures suivantes(5.4 ; 5.5; 5.10; 5.11; 5.16); et les courbes (5.20; 5.21;5.24;5.25),mais avec le passage du temps, nous notons que la vitesse augmente sur la bord du réservoir comme le montre dans les figures suivantes (5.6 ; 5.7; 5.8; 5.9; 5.12; 5.13; 5.14; 5.15; 5.17; 5.19) ainsi que les courbes (5.22;5.23;5.26;5.27).

V.2.2 Les champs et les profils des pressions

Les figures de 5-28 à 5-48 présentent respectivement les résultats quantitatifs des champs et les profils de l'intensité de pression dans les plans de mesure de l'eau et du sable et respectivement par X=4m, X=6m, X=8m, X=15m, X=18m, X=20m, X=25m, X=28 m .

Ce chapitre est consacré à l'étude des écoulements non permanents, c.à.d. les écoulements qui varient dans le temps et dans l'espace, comme schématiquement illustré dans les Figures de 5-28 à 5-48. Le but est de déterminer les caractéristiques de l'écoulement (pression P) en fonction des coordonnées spatiale (x) et temporelle (t=4s ; 10s) ainsi que les différents réactions susceptible de se produire dans le barrage.

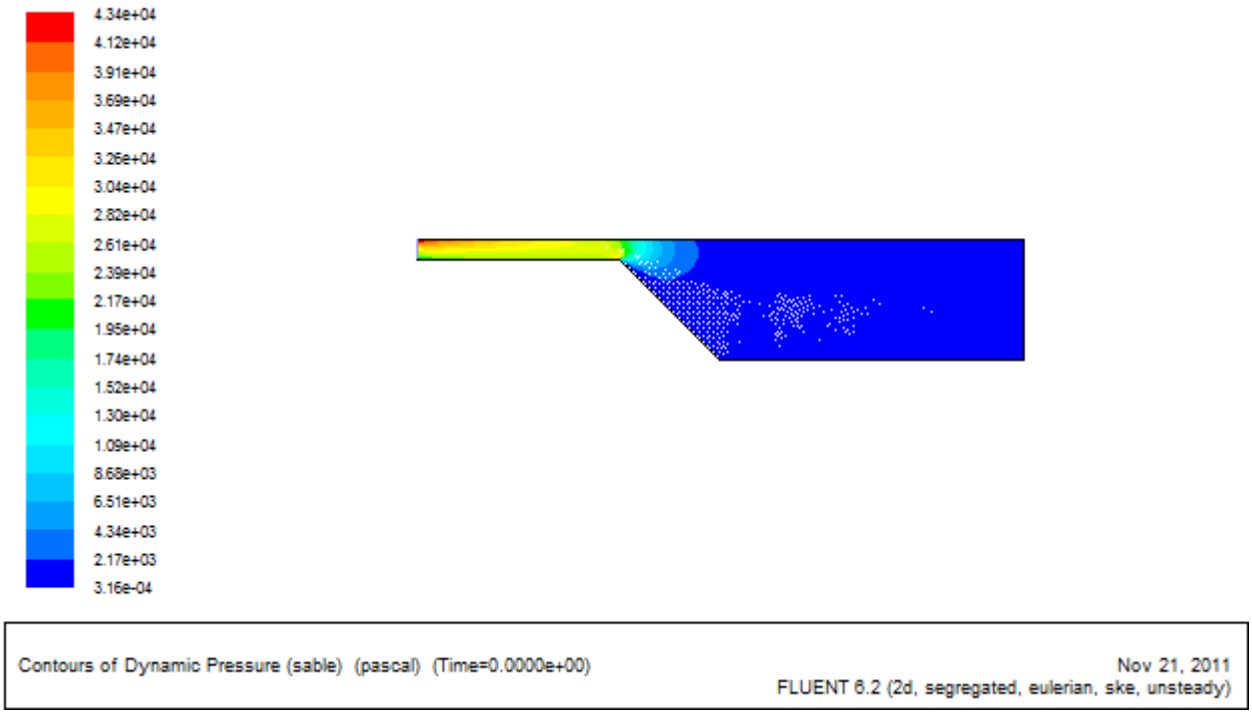


Figure 5- 28: Champ de Pression du sable (pascal) calculé en2D

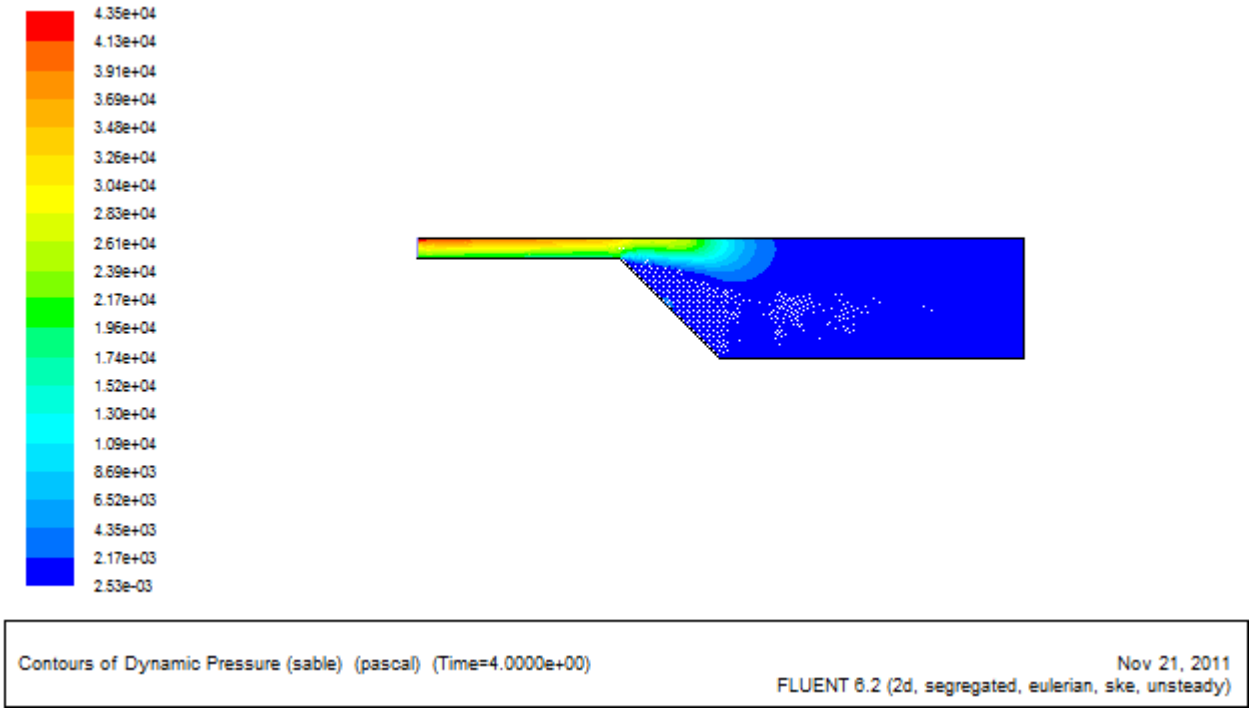


Figure 5- 29: Champ de Pression du sable (pascal) calculé en 2D après 4S

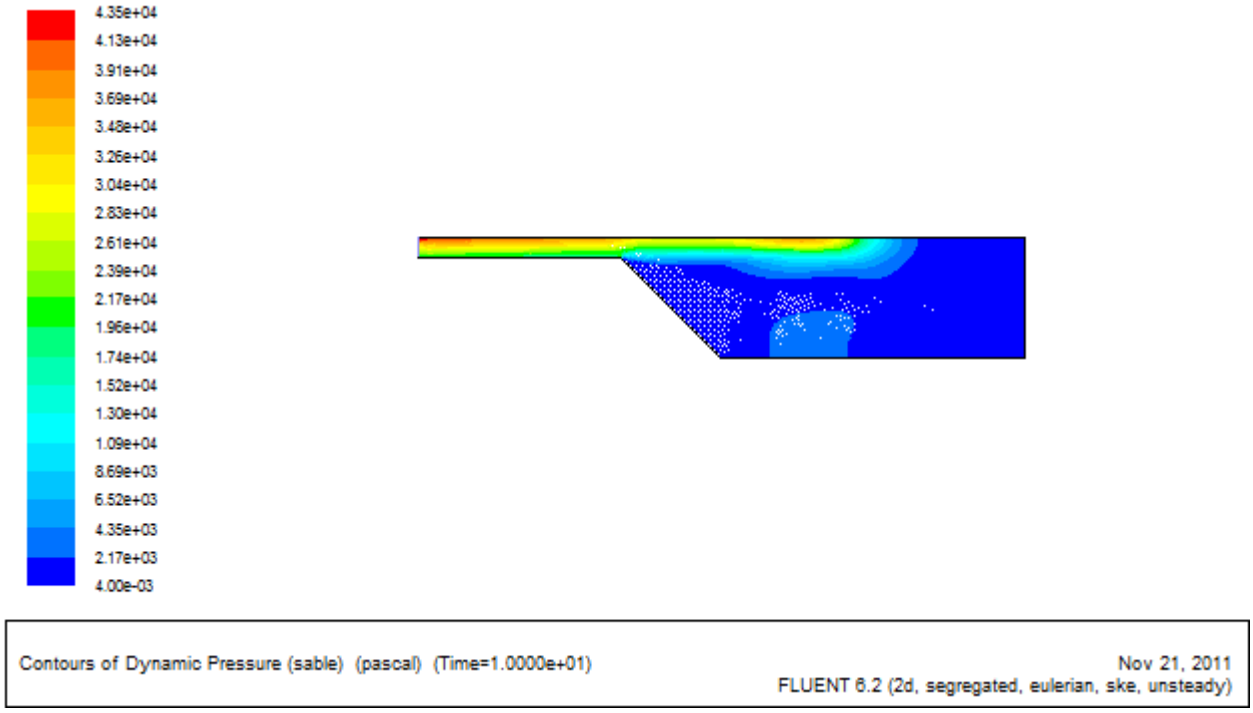


Figure 5- 30: Champ de Pression du sable (pascal) calculé en 2D après 10s

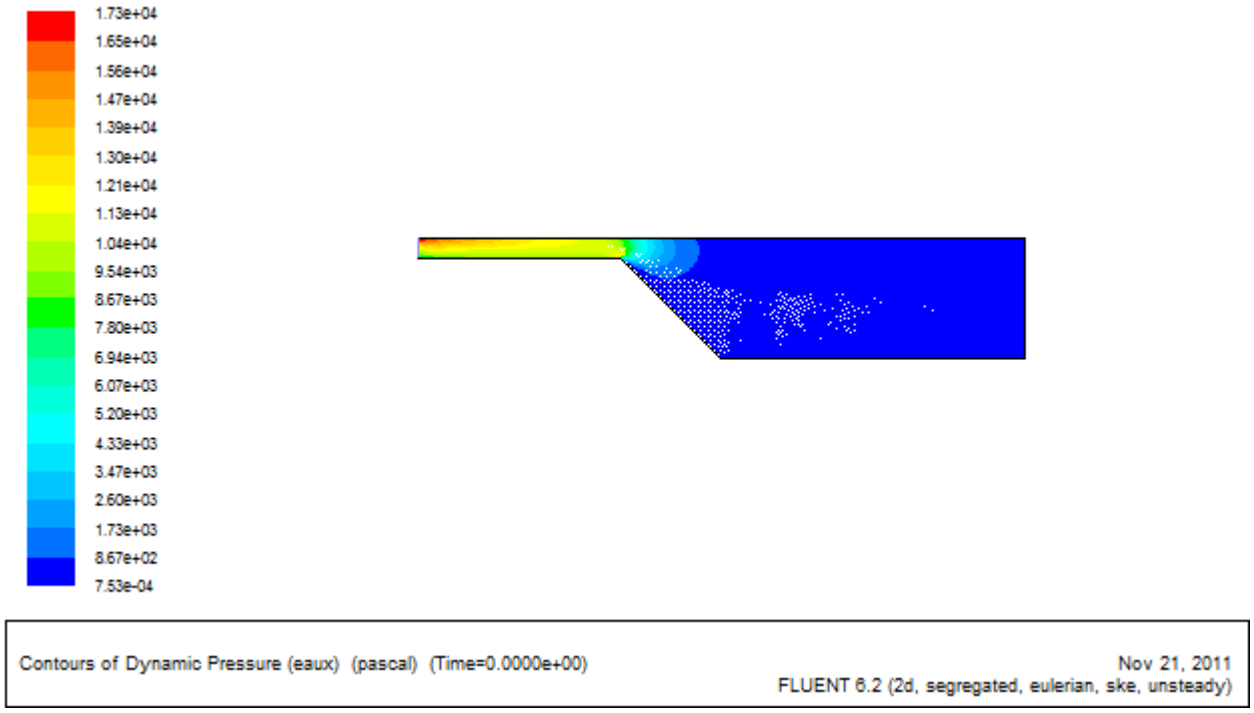


Figure 5- 31: Champ de Pression de l'eau (pascal) calculé en 2D

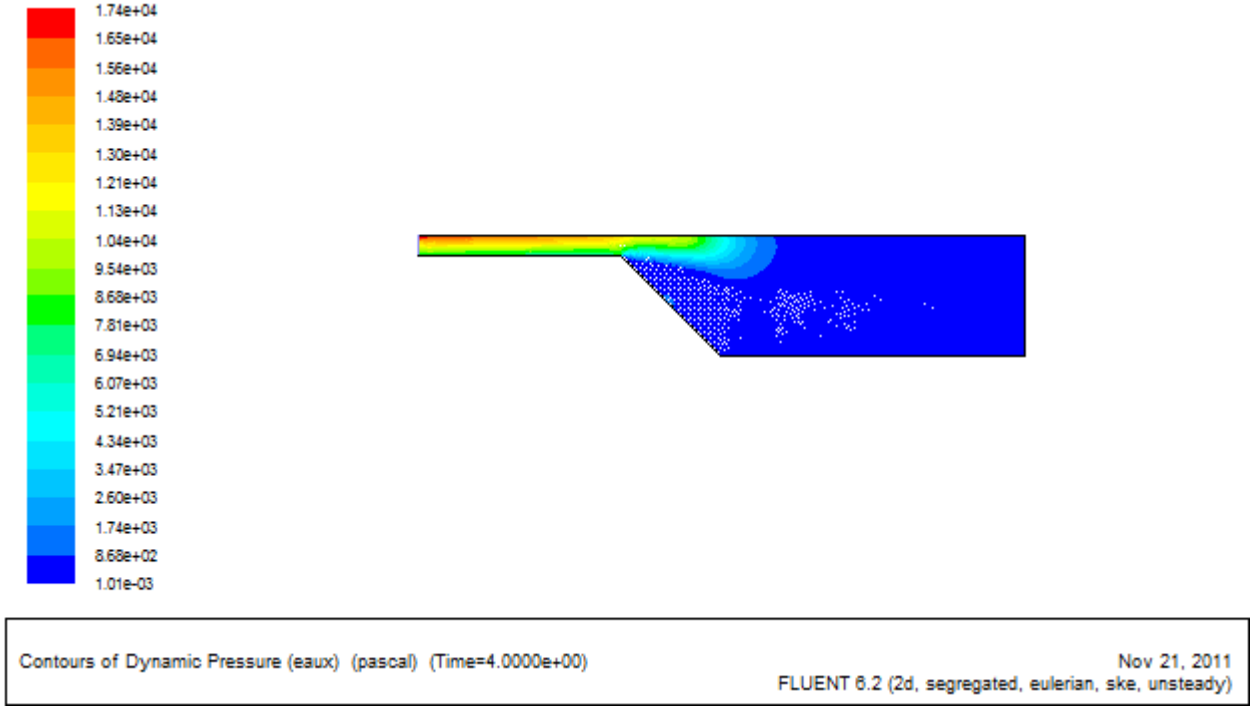


Figure 5- 32: Champ de Pression de l'eau (pascal) calculé en 2D Après 4S

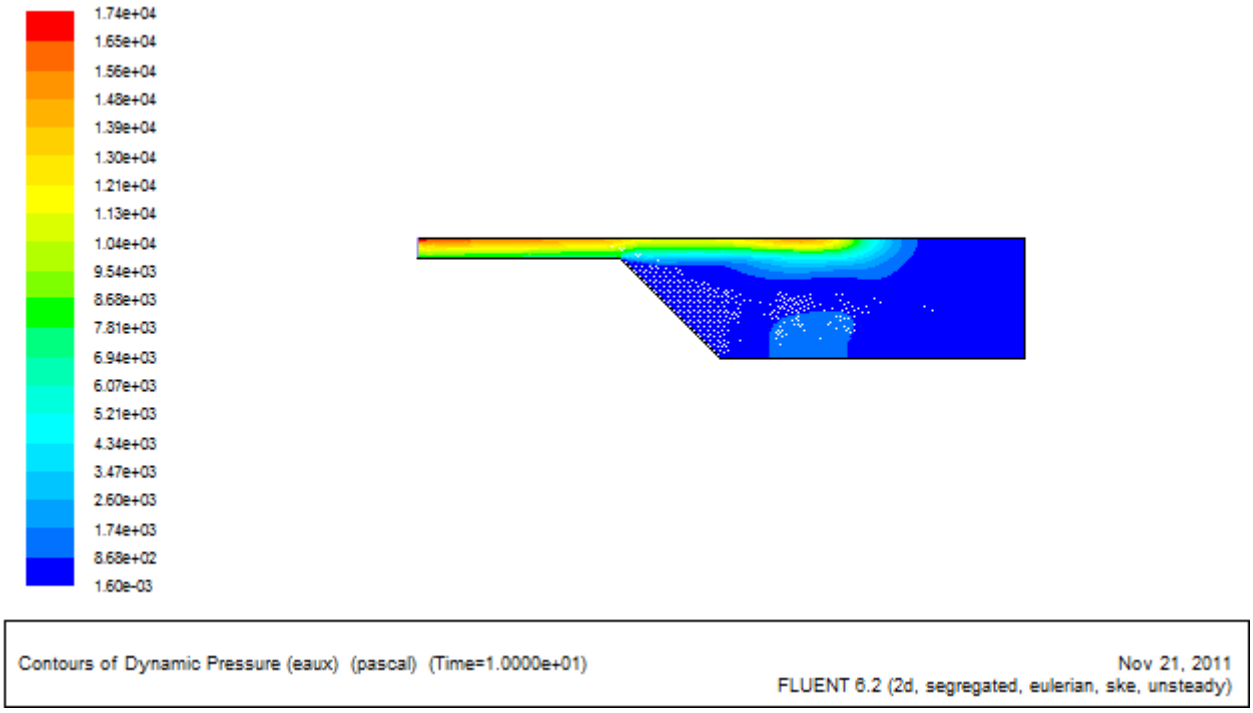


Figure 5- 33: Champ de Pression de l'eau (pascal) calculé en 2D Après 10s

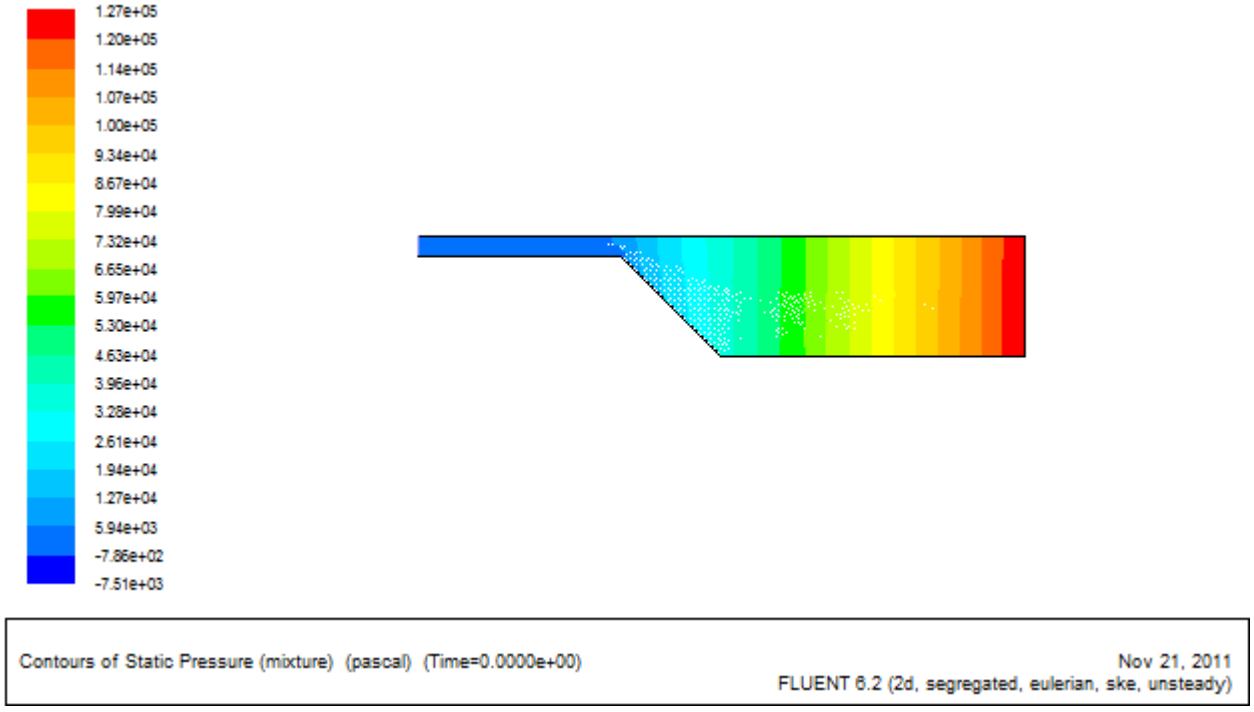


Figure 5- 34: Champ de Pression de l'eau et du sable (pascal) calculé en 2D

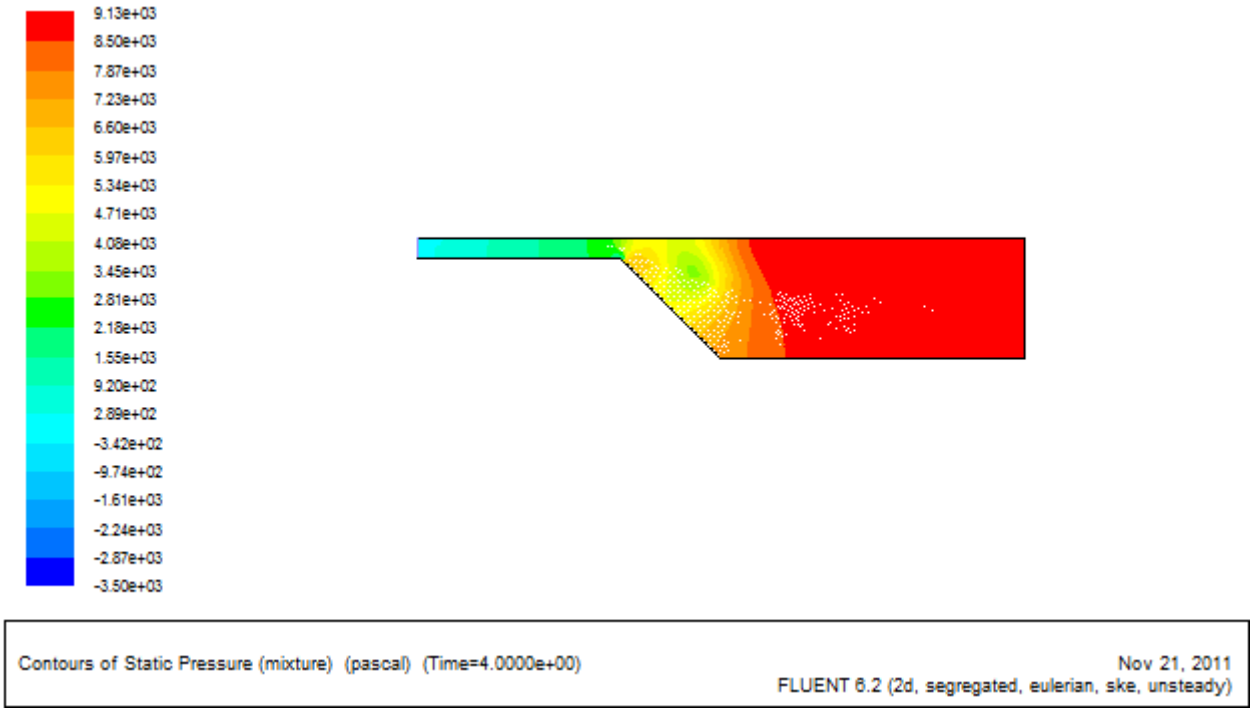


Figure 5- 35: Champ de Pression de l'eau et du sable (pascal) calculé en 2D Après 4s

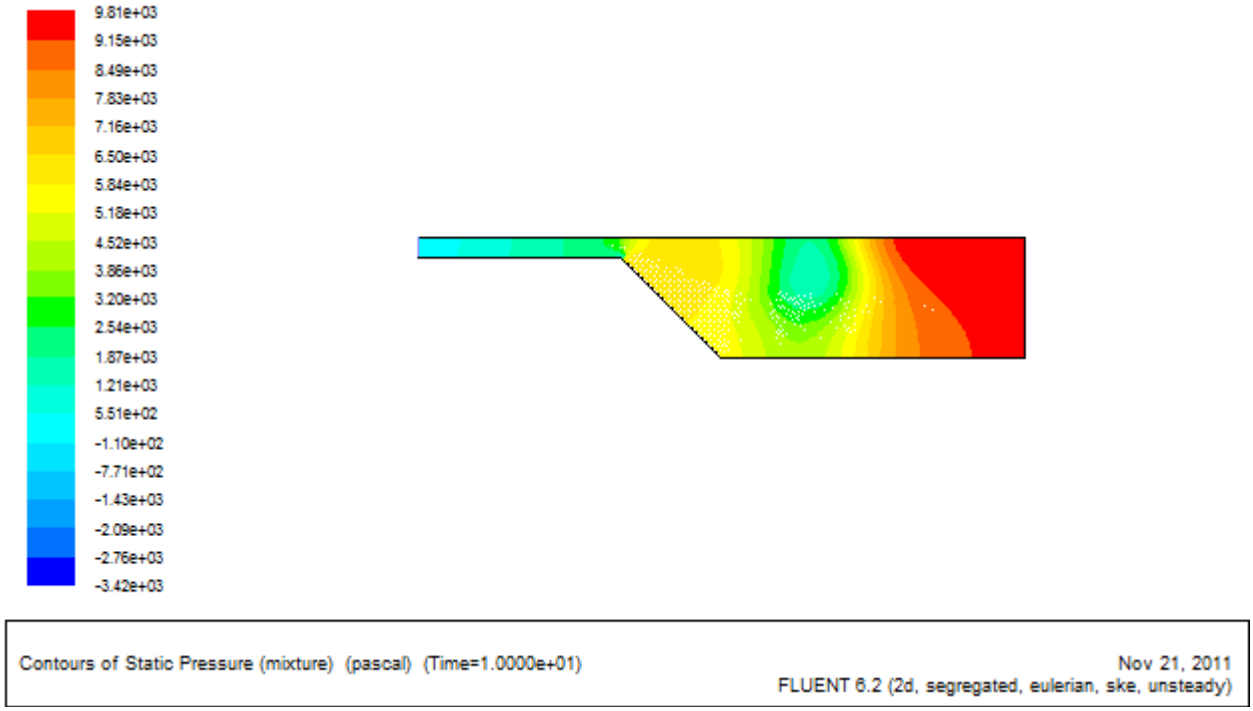


Figure 5- 36: Champ de Pression de l'eau et du sable (pascal) calculé en 2D Après 10s

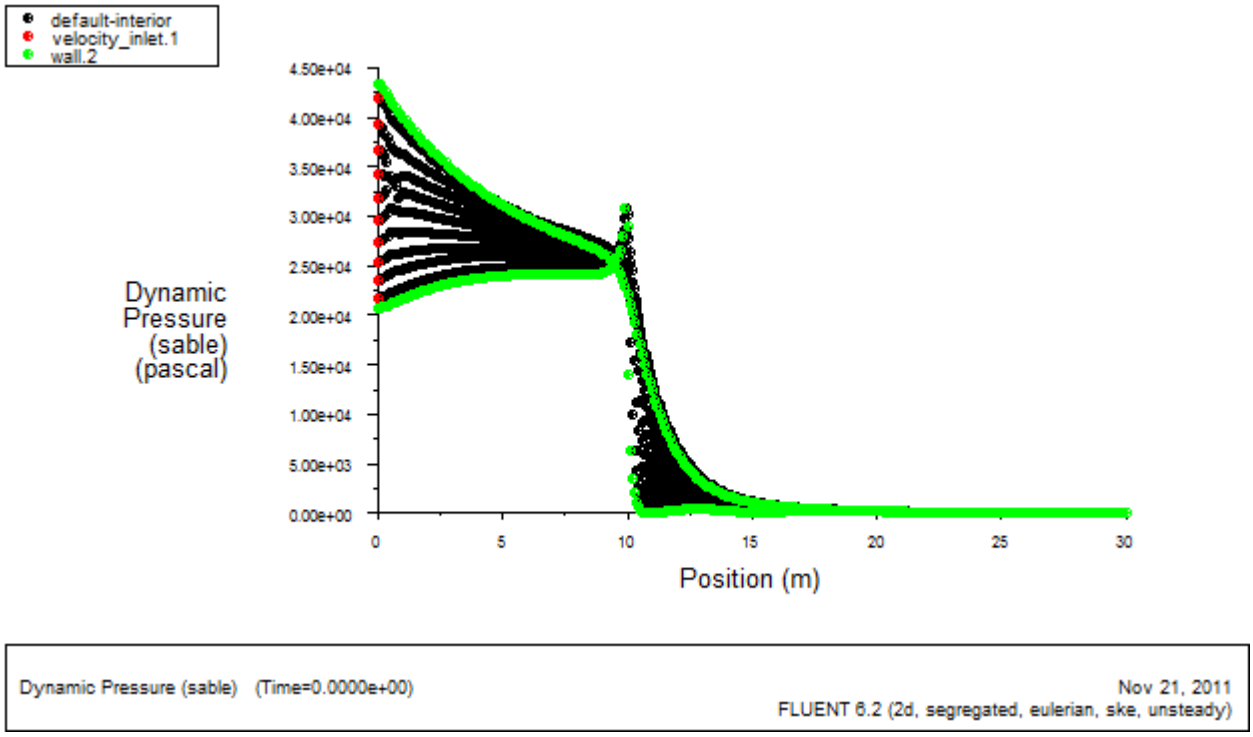


Figure 5- 37 : profils de pression du sable (pascal) calculée en 2D

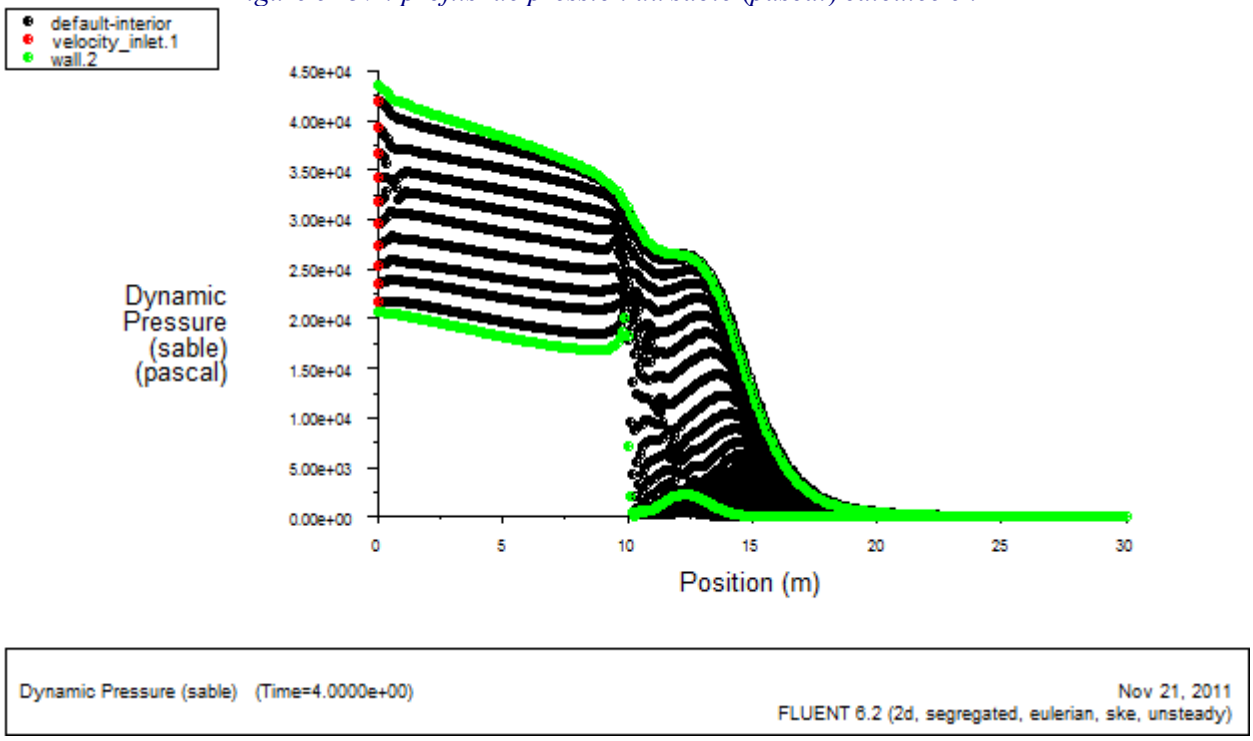


Figure 5- 38: profils de pression du sable (pascal) calculées en 2D après 4S

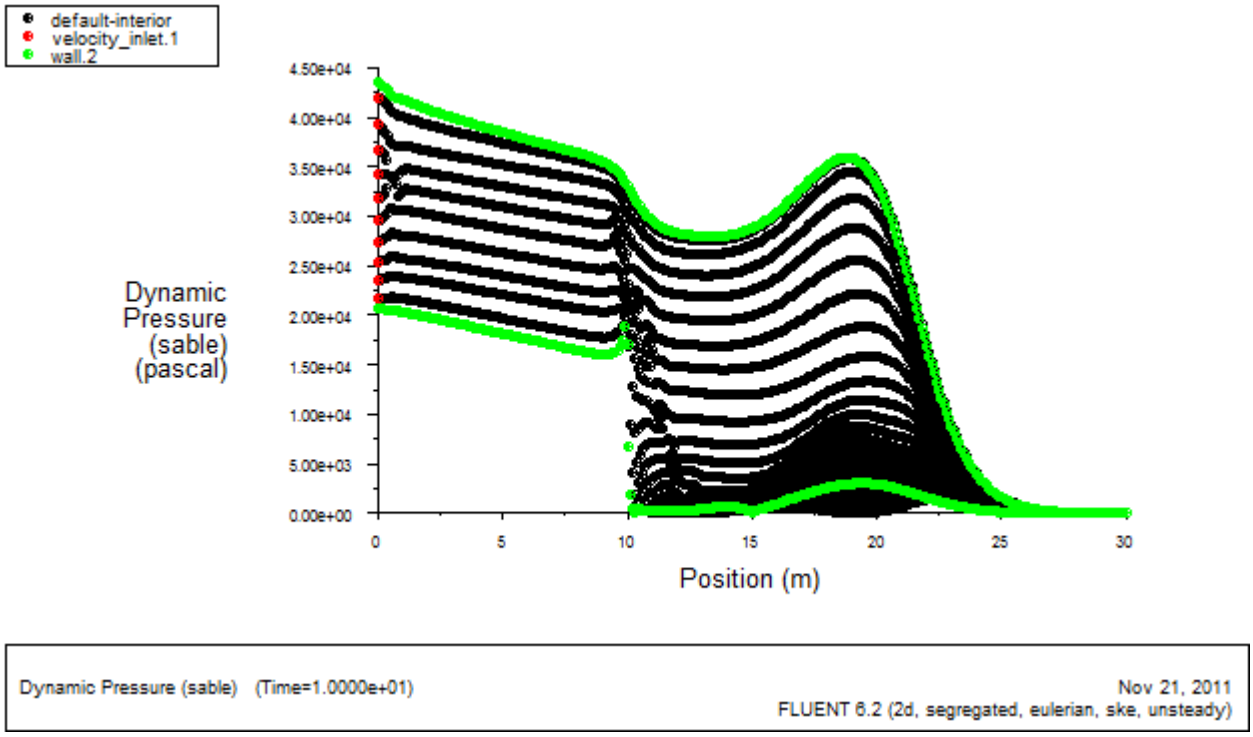


Figure 5- 39 : profils de pression du sable (pascal) calculées en 2D après 10s

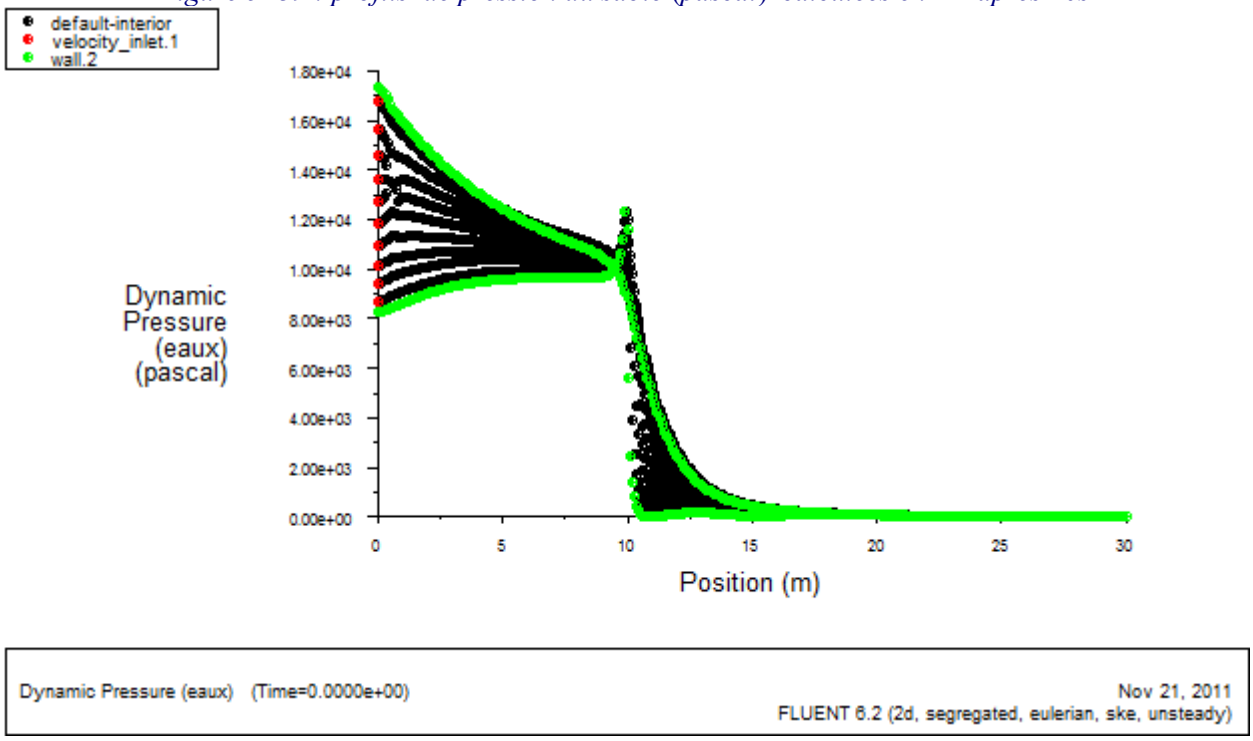


Figure 5- 40 : profils de pression de l'eau (pascal) calculée en 2D

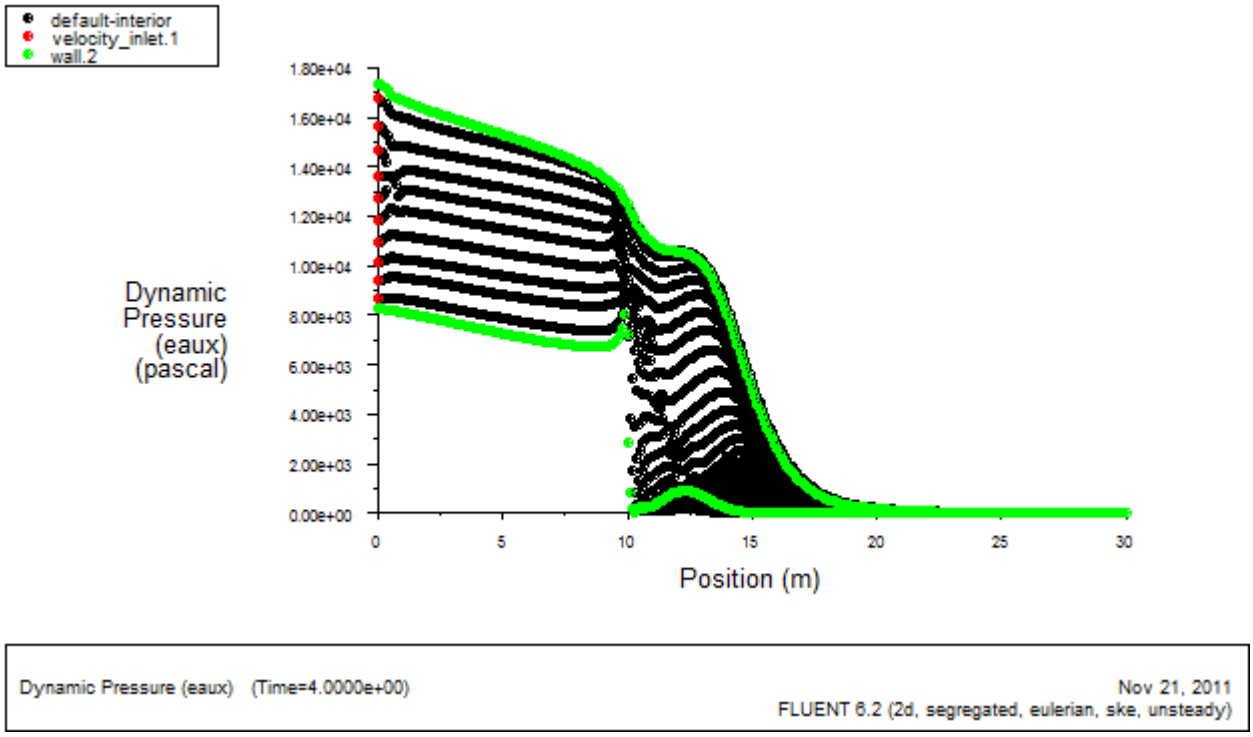


Figure 5- 41: profils de pression de l'eau (pascal) calculée en 2D après 4S

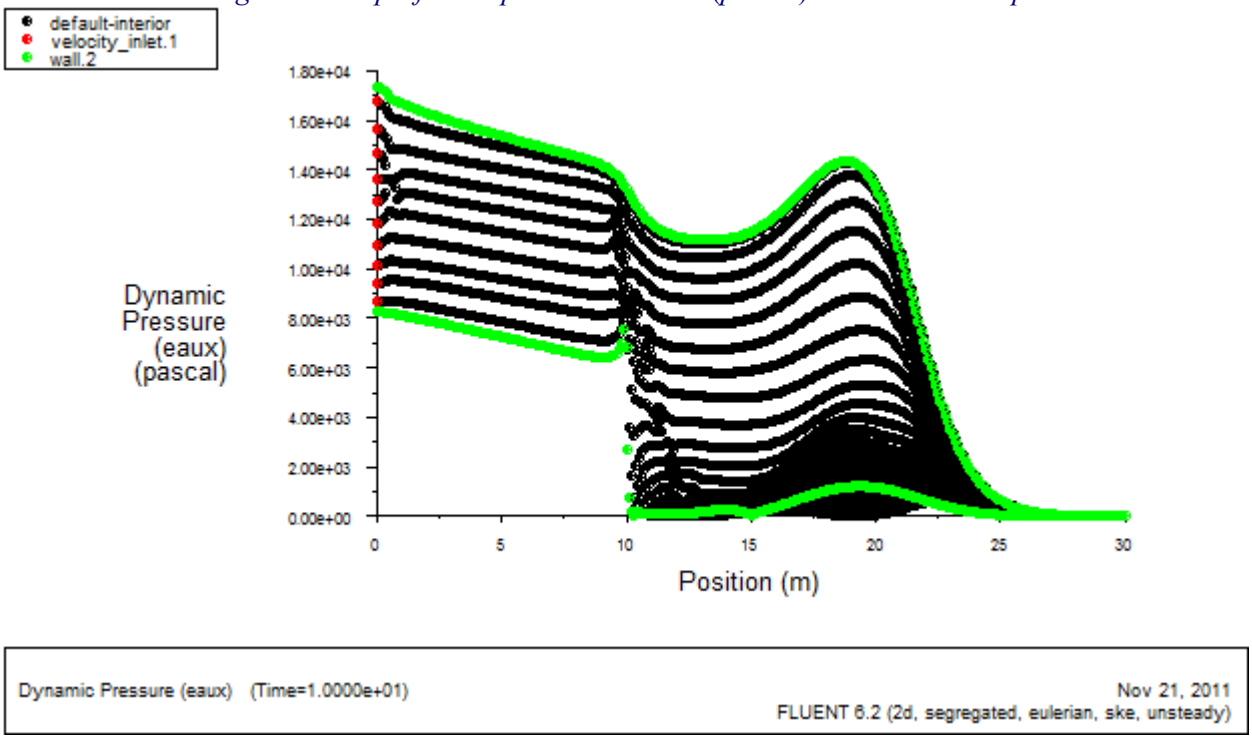


Figure 5- 42 : profils de pression de l'eau (pascal) calculée en 2D après 10s

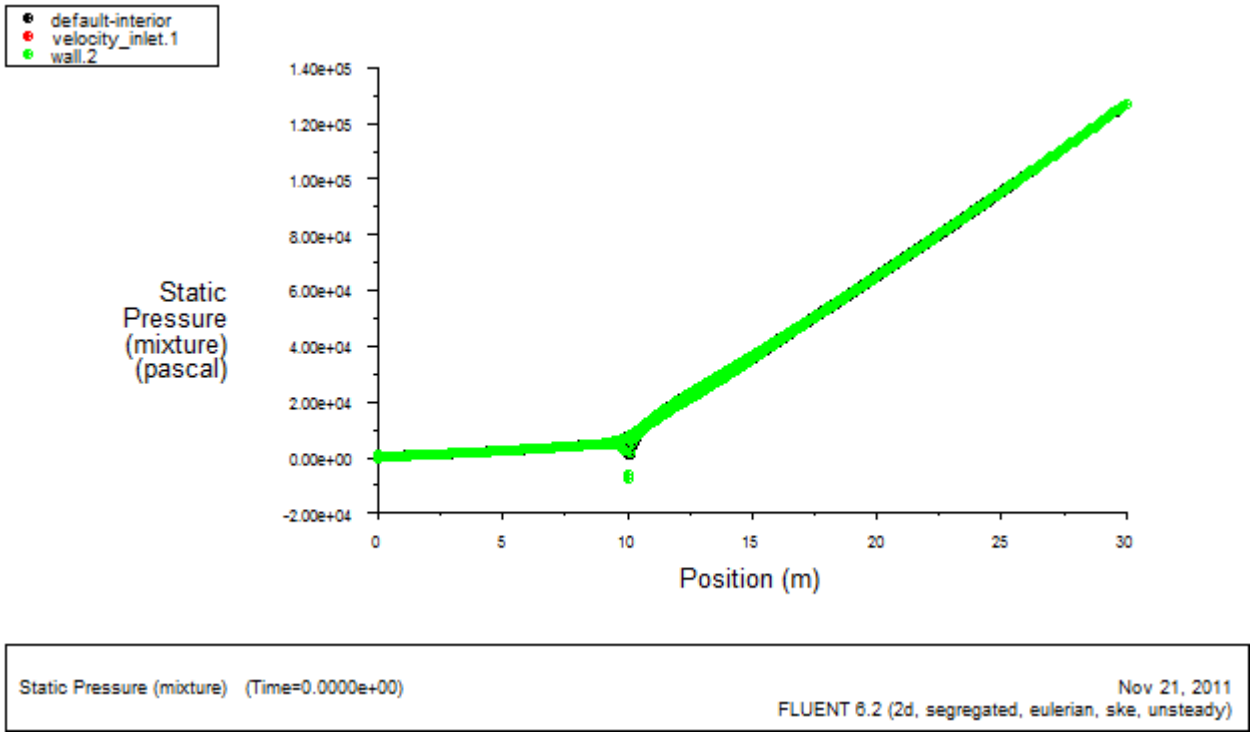


Figure 5- 43: profils de pression de l'eau et du sable (pascal) calculées en 2D

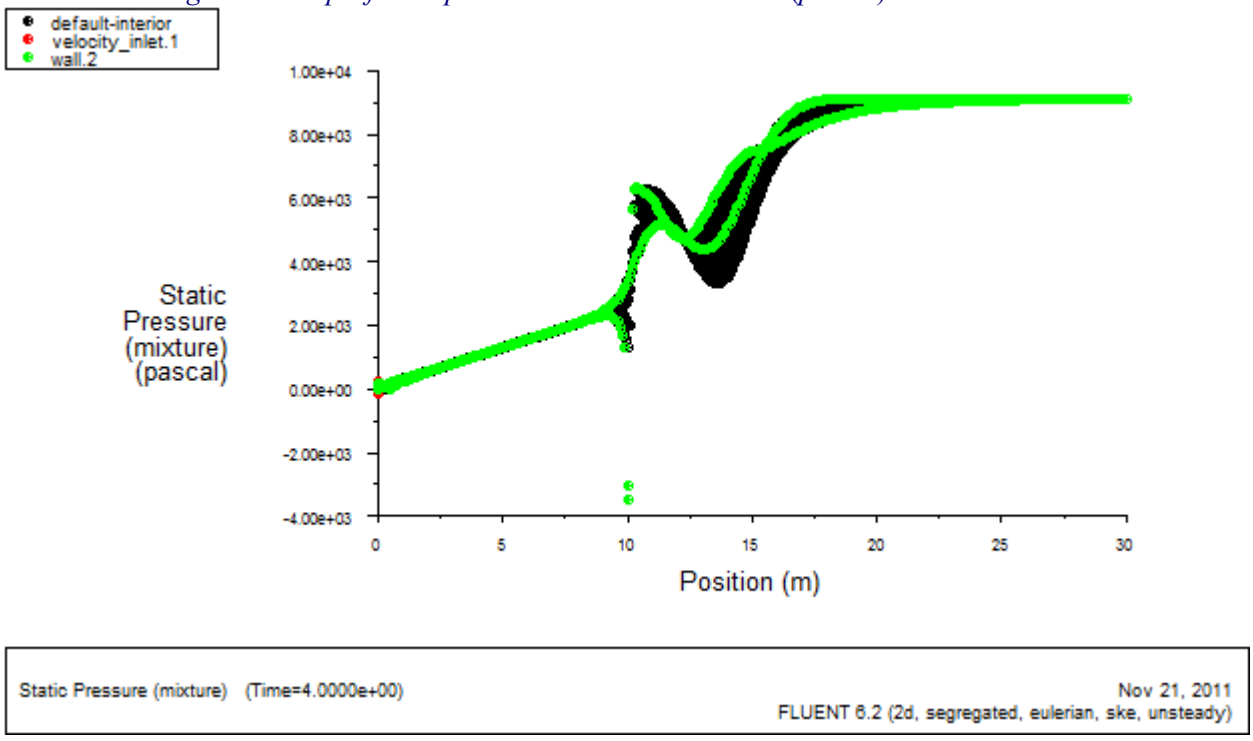


Figure 5- 44: profils de pression de l'eau et de sable (pascal) calculées en 2D

Après 4s

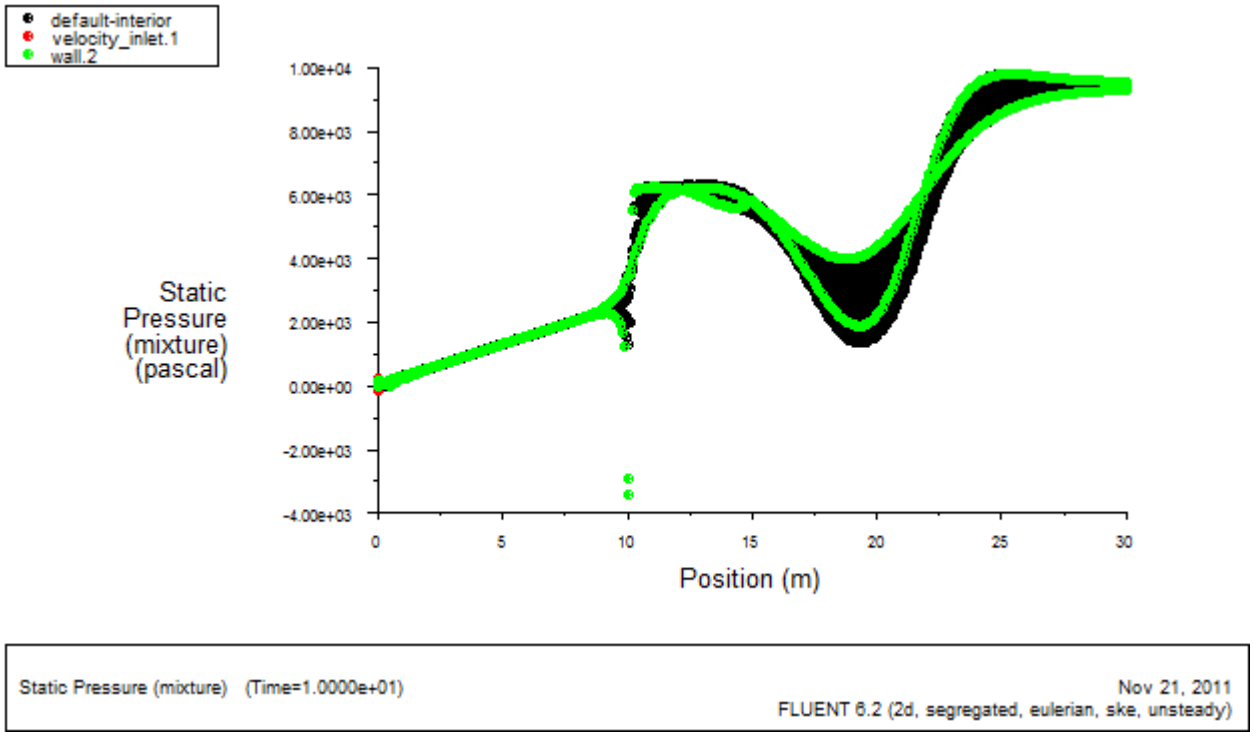


Figure 5- 45: profils de pression de l'eau et de sable (pascal) calculées en 2D Après 10s

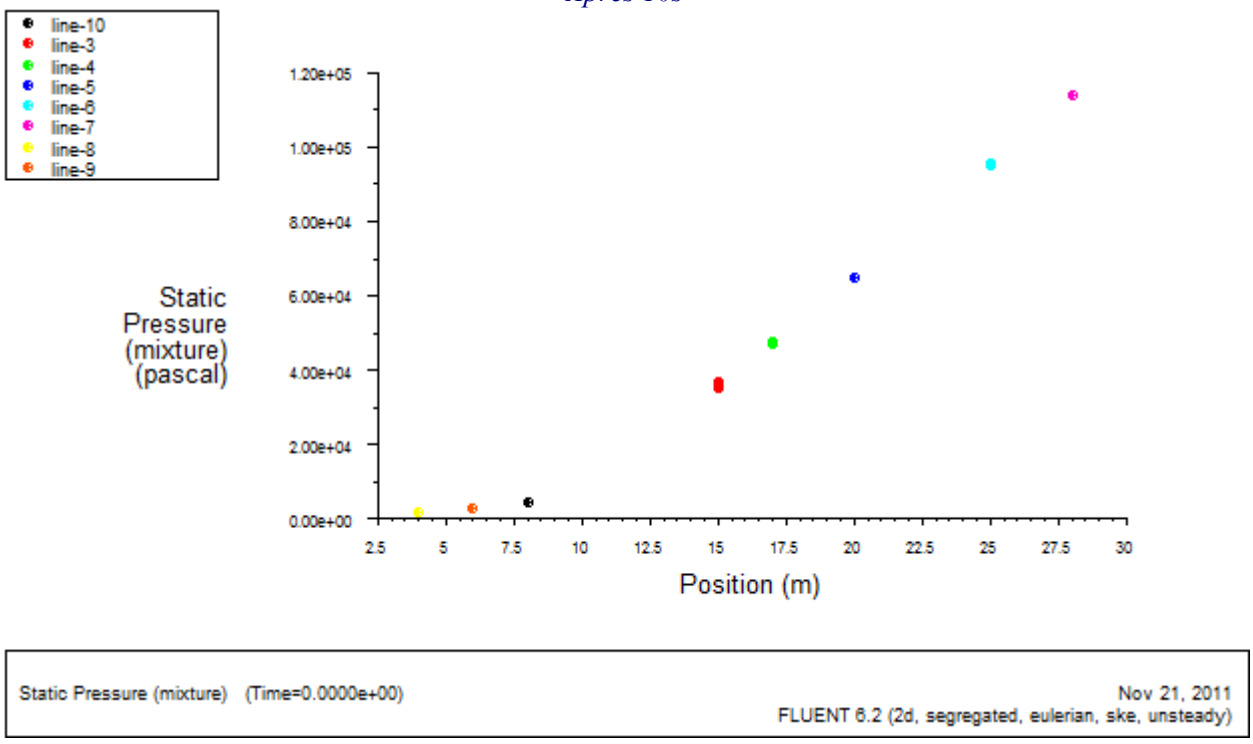


Figure 5- 46: profils de pression de l'eau et de sable (pascal) calculé en2D
X=4m, X=6m, X=8m, X=15m, X=18m, X=20m, X=25m, X=28m

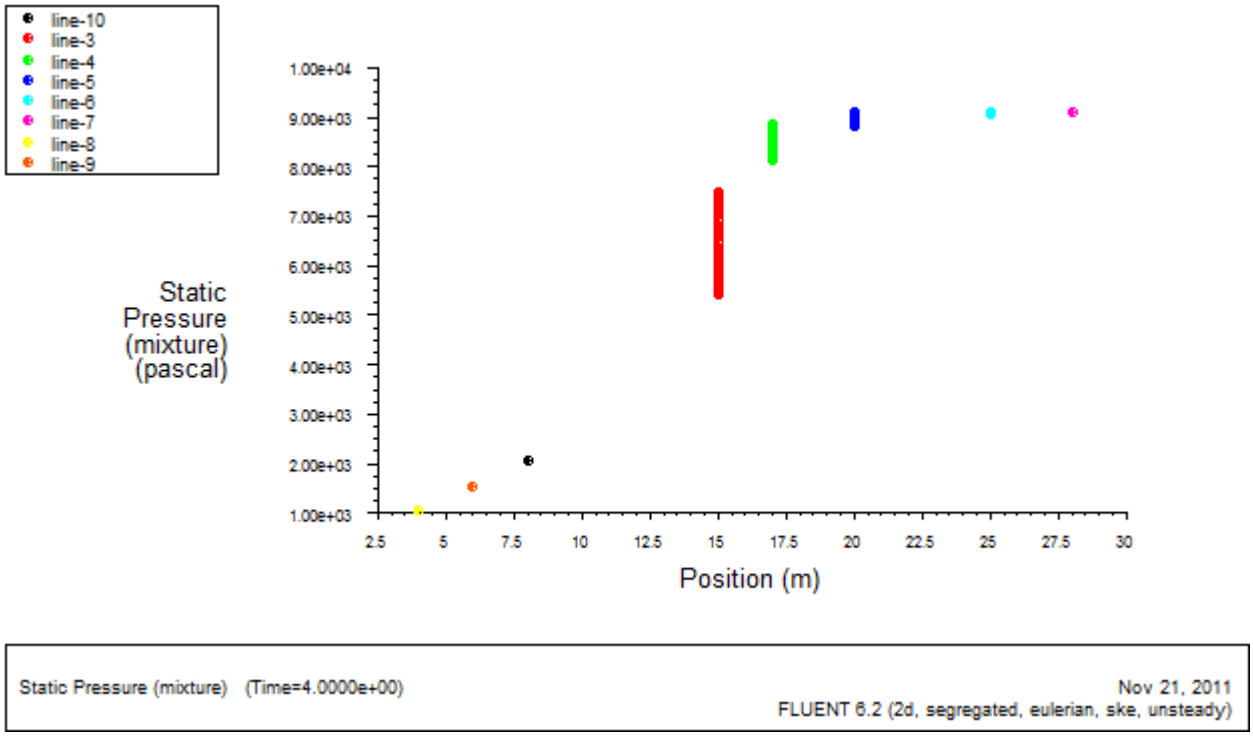


Figure 5- 47: profils de pression de l'eau et de sable (pascal) calculé en 2D
X=4m, X=6m, X=8m, X=15m, X=18m, X=20m, X=25m, X=28m
Après 4s

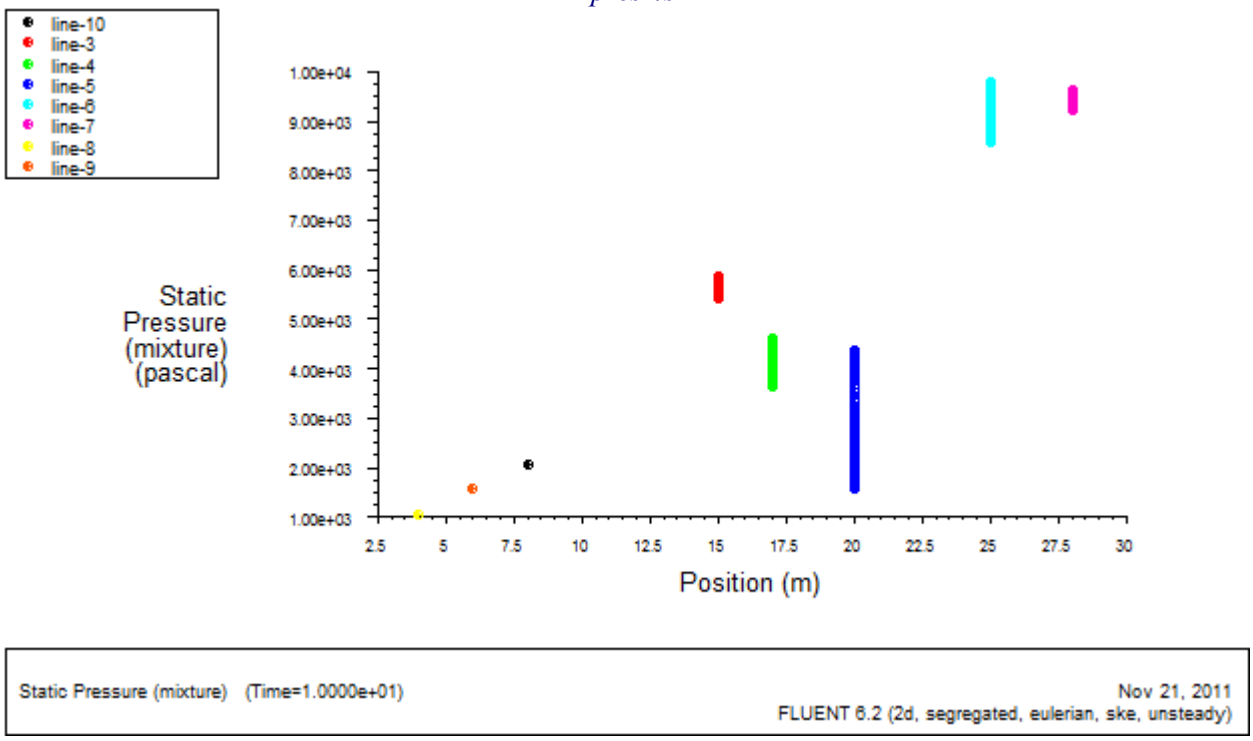


Figure 5- 48: profils de pression de l'eau et de sable (pascal) calculé en 2D
X=4m, X=6m, X=8m, X=15m, X=18m, X=20m, X=25m, X=28m
Après 10s

A partir de ces différentes figures, nous observons ce qui suit:
-Pour la pression, elle est d'une grande valeur a la digue , puis elle diminue progressivement dans le canal comme dans les figures suivantes (5.34; 5.49); et les courbes (5.43; 5.44; 5.45).

V.2.3 Les champs de turbulence

Les figures de 5-49 à 5-52 présentent respectivement les résultats de calcule pour les champs de turbulence dans les plans de mesure.

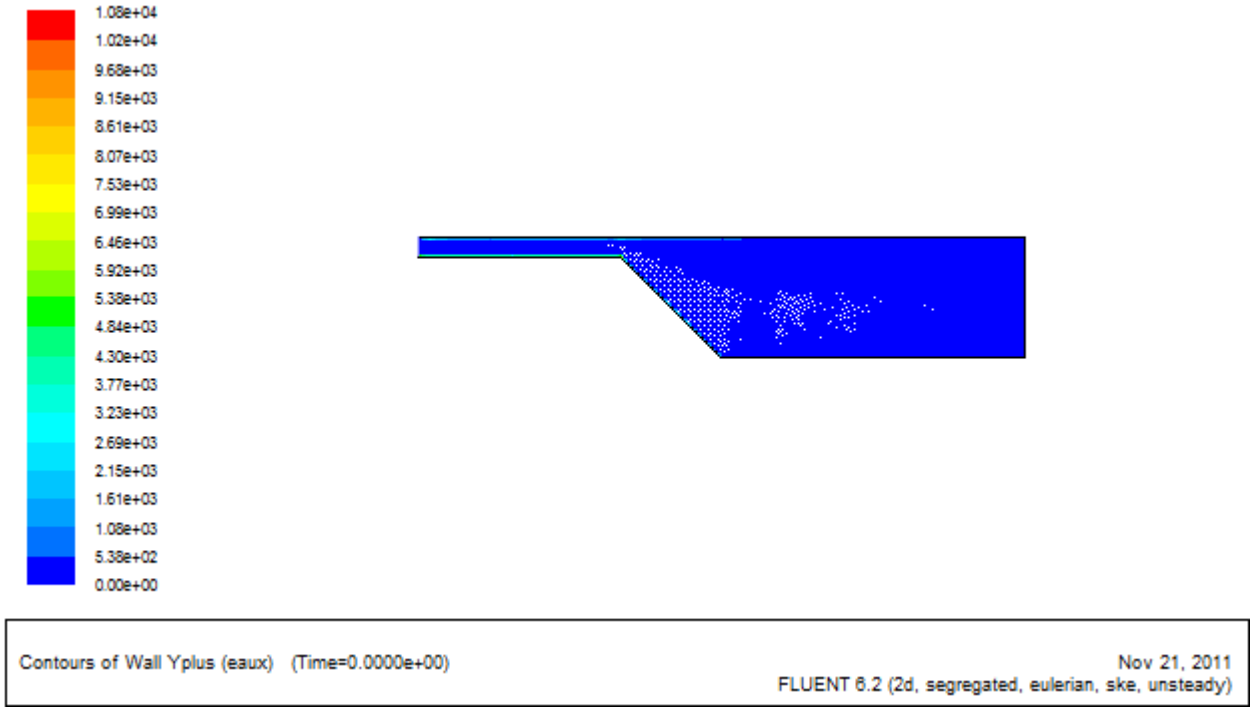


Figure 5- 49: Champ de turbulence de l'eau calculé en2D (Y plus)

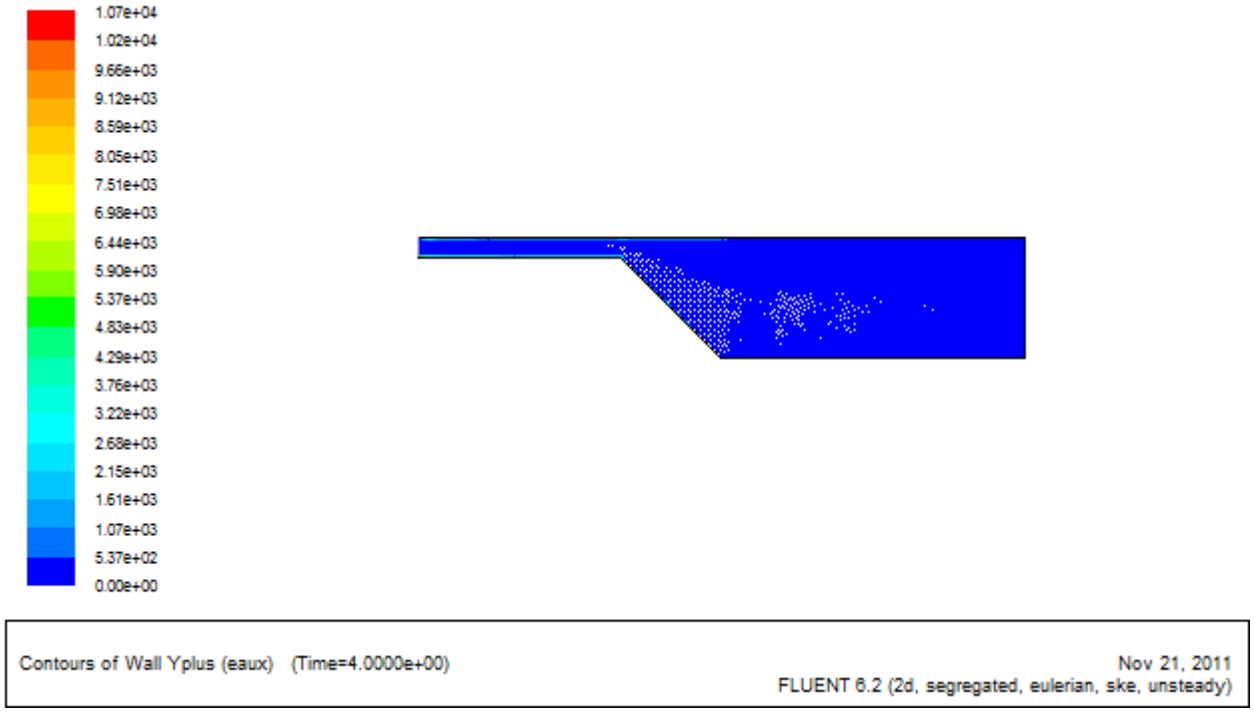


Figure 5- 50: Champ de turbulence de l'eau calculé en 2D Après 4s (Y plus)

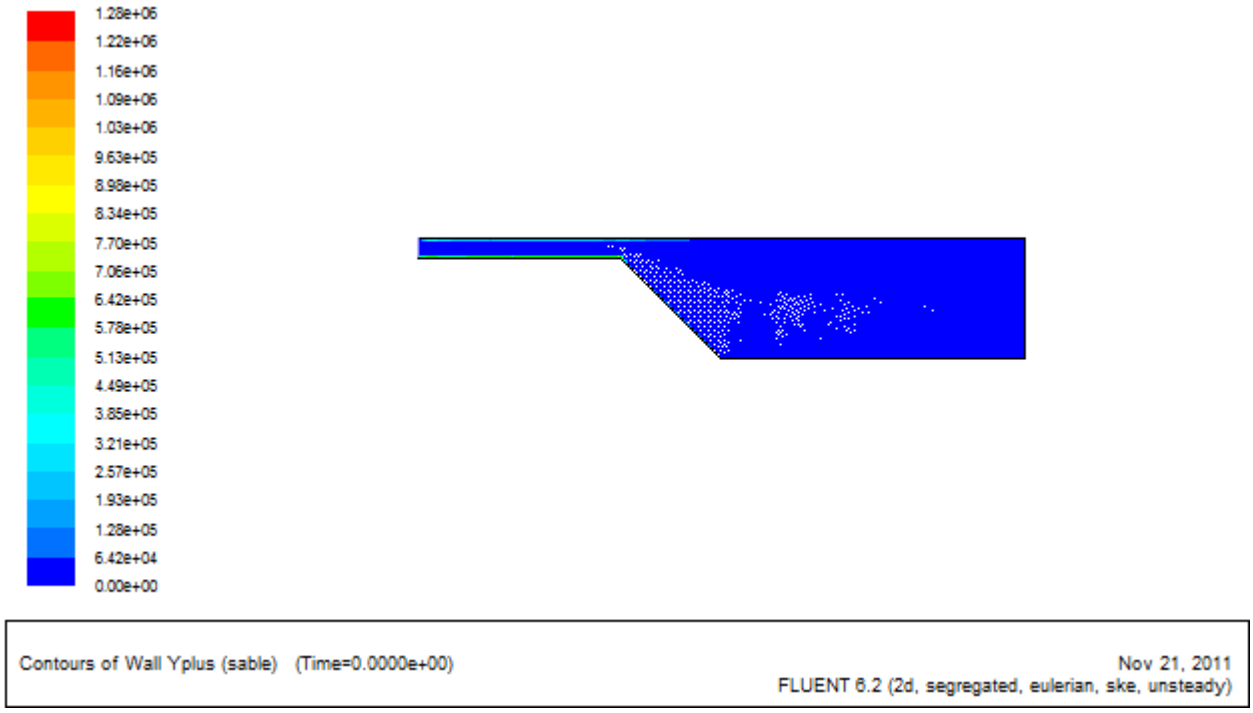


Figure 5- 51: Champ de turbulence du sable calculé en 2D

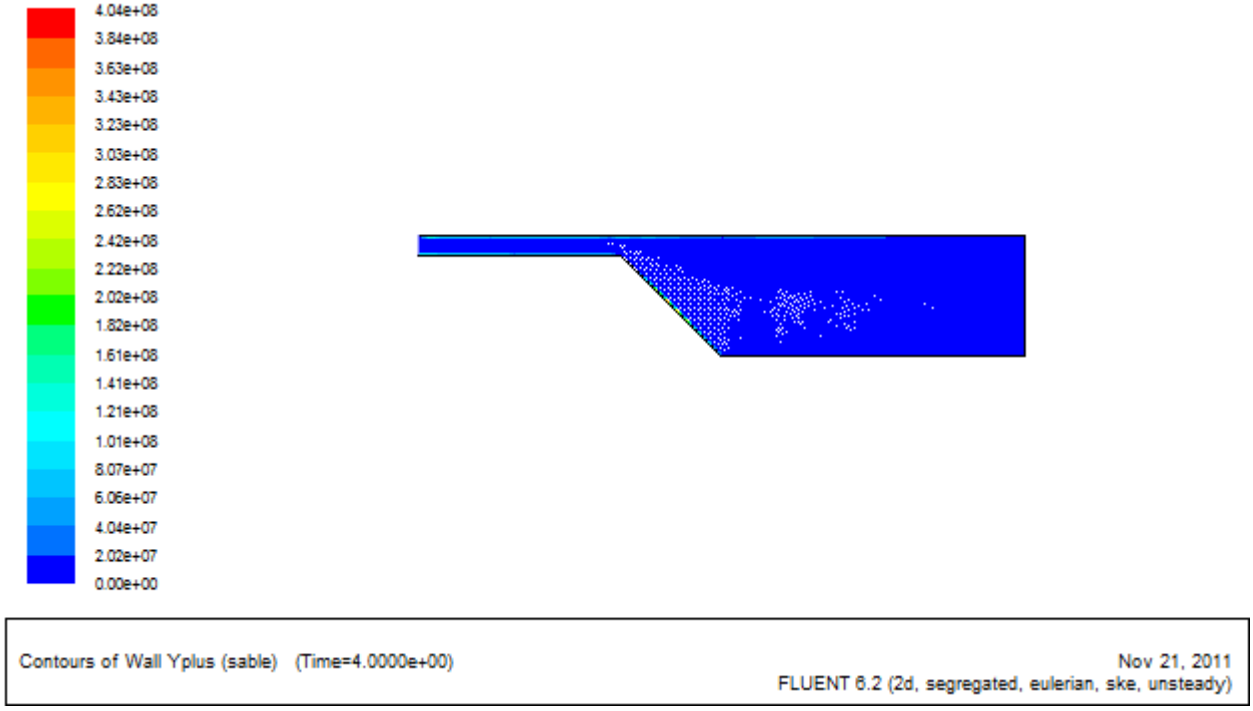


Figure 5- 52: Champ de turbulence du sable calculé en 2D
Après 4s

A partir de ces différentes figures, nous observons ce qui suit:

Pour la turbulence nous constatons que des mouvements giratoires a l'entrée du réservoir : les figures (5.49 ; 5.50; 5.51; 5.52) .

V.3. conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre justifient l'utilisation du modèle $k-\varepsilon$ standard pour la turbulence, et le modèle eulérien pour l'écoulement diphasique, associées aux calculs faits par le code « FLUENT », sur la prévision de l'étude d'un réservoir d'eau. En effet, nous avons vu que la simulation avec le modèle $k-\varepsilon$ standard permet de modéliser les mécanismes tourbillonnaires. Ce modèle permet de simuler les vitesses, les pressions, et l'énergie cinétique turbulente dans n'importe qu'elle point du canal et du réservoir.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

La particularité du mouvement des masses d'eau dans les réservoirs est la formation de structures dynamiques sous forme de courants de transition, de zones de circulation et de remous. Le rapport des forces, induisant le mouvement et opposant une résistance au mouvement des masses d'eau, détermine le caractère de dissipation de l'énergie des écoulements transitoires. Les pertes d'énergie dépendent de la rugosité relative du fond et de la turbulence du courant. La formation de structures tourbillonnaires après passage des écoulements dans les réservoirs est due au fait que la perte d'énergie dans la zone de contact avec les masses d'eau est plus grande que dans la couche de fond. La présence de structures dynamiques et la caractéristique de dissipation de l'énergie du courant dans les réservoirs déterminent le caractère différent de l'échange turbulent dans les directions longitudinale, transversale et verticale.
Devant les données qu'on a pu constater sur l'écoulement et le transport solide dans des géométries pourtant simples comme les réservoirs d'eaux, Ce mémoire avait pour objectifs de présenter les modèles numériques pertinents pour reproduire l'écoulement et le transport solide dans les réservoirs d'eaux.
Concernant la modélisation de l'écoulement, les deux points d'incertitude sont :
• le maillage, qui doit faire l'objet d'une analyse comme dans toute modélisation numérique,
• le modèle de turbulence nécessaire pour reproduire les recirculations.
Concernant la modélisation du transport solide, nous avons choisi comme approche le suivi de particules, jugée la plus pertinente. Celle-ci cependant pose deux difficultés :
• la vision conceptuelle de la turbulence,
• la condition limite sur le fond du réservoir.
En raison du caractère turbulent de l'écoulement, un modèle stochastique est introduit pour générer une succession de tourbillons dans lesquels la particule injectée se déplace. Cette approche repose sur une vision conceptuelle de la turbulence. La seule constante de ce modèle (la constante de temps lagrangien, C_L), qui n'a rien d'un paramètre physique, devra être investiguée.
Après la dispersion turbulente, la deuxième difficulté importante du suivi lagrangien est la condition limite de dépôt. Fluent propose par défaut deux conditions inadaptées pour simuler des zones de dépôt localisé. En complément d'une condition fondée sur le seuillage de la contrainte de cisaillement (Adamsson *et al*., 2003), nous proposons une condition fondée sur le seuillage de l'énergie cinétique turbulente.

Le présent travail s'est focalisé donne sur un problème de couplage entre de deux fluides en translation et le phénomène de la turbulence. On a donc considéré l'écoulement bidimensionnel de deux fluides incompressibles. 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. Puisque nous nous intéressons à l'étude d'un écoulement diphasique comme nous l'avons décrit précédemment (deux phases différentes (eau et particule solide)), on est amené donc à adapter un modèle multiphasique capable de traiter ce cas. Le modèle eulérienne qui peut modeler deux phases. En résolvant un ensemble d'équations simple de quantité de mouvement et en repérant la fraction volumique de chacun des fluides dans tout le domaine, ce modèle a été choisi aussi pour sa simplicité et son temps relativement court d'itérations par rapport aux autres modèles multiphasiques. Notons ici que c'est le modèle le plus adapté pour le cas présent.
En ce qui concerne le régime turbulent,. Pour cela on a opté pour le modèle de fermeture *k*-_ ε qui fait parti de cette catégorie de modèles, élaboré par Jones et Launder en 1974. Ce modèle qui tient compte du transport des quantités turbulentes en leurs associant des équations de transport différentielles est largement utilisé. Étant de plus très général, i1 est à ce jour le plus connu et le plus utilisé par les codes de calcul par le fait de son efficacité. Malgré tous ses avantages dont il se

caractérise ce modèle a malheureusement montré son incapacité à décrire les phénomènes qui prennent naissance au niveau des réservoirs d'eaux.

La simulation numérique réalisée dans le présent travail montre le développement d'un écoulement diphasique (eau+sable) turbulent dans les réservoirs à partir d'une vitesse initiale variable de forme parabolique. Ces simulations nous ont permis de voir que sous l'effet des frottements visqueux, nous avons enregistré une diminution de la vitesse d'écoulement et une augmentation de pression des eaux et sables en proche de la digue , par contre, on a constaté au niveau de l'entrée du réservoir : une diminution de la pression par rapport celle de la digue ; alors que la vitesse d'écoulement atteint son maximum à l'entrée du réservoir et dans le canal.

Les résultats obtenus montrent que l'évolution numérique des vitesses et des pressions des écoulements diphasiques (eau+sable) turbulents instationnaires dans les réservoirs, sont bien prévus par les lois classiquement utilisées aux échelles conventionnelles.

BIBLIOGRAPHIE

Références bibliographiques

1 Manuels de logiciels

[1] Gambit 2.2 Tutorial Guide, September 2004

[2] Gambit Modeling Guide, Fluent Inc., May 2000.

[3] Manuel de maillage sous Gambit et de simulation sous Fluent applications, Responsable du cours : D. FEDALA

[4] Fluent 6.1. User's Guide, Fluent inc., February 2003

[5] FLUENT 6.3 Tutorial Guide, September 2006

[6] Tutorial Fluent 6.1,

[7] FLUENT 6.1 UDF Manual,

[8] ANSYS FLUENT 12.0 UDF Manual,

2 Manuels et livres

[1] **Abdel-Gawad SM, McCorquodale JA (1985).** Numerical simulation of rectangular settling tanks. Journal of Hydraulic Research 23(2):85-100.

[2] **Adamsson Å, Bergdahl L, Lyngfelt S (2005)**. Measurement and three-dimensional simulation of flow in a rectangular detention tank. Urban Water Journal 2(4):277-287.

[3] **ADAMSSON Å., STOVIN V., BERGDAHL L. (2003)** « Bed shear boundary condition for storage tank sedimentation », Journal of Environmental Engineering, Vol. 129 (7), July 1, 651-658.

[4] **GRAF W.H. (1984)** « Hydraulics of Sediment Transport », Water Ressources Publication, Littleton Colorado, 1984, 481 p.

[5] **STOVIN V. R., SAUL A. J. (1994)** « Sedimentation in storage tank structures », Water Science and Technology, Vol. 29 (1-2), 363-372.

[6] **Walter H.Graf en collaboration avec M.S.Altinarkar** «Hydrodynamique une Introduction».

[7] **E. Guyon, J. Hulin** «Hydrodynamique physique».

[8] **Zhen-Gang Ji** « Hydrodynamics and Water quality ».

[9] **F. M. White.** « Fluid Mechanics ». Mc Graw-Hill, 1994.

[10] **M. Carlier** .«Hydraulique générale et appliquée ».

[11] **Christophe Ancey**. «Dynamique des fluides ».

[12] **I. Ryhming** « Dynamique des fluides »

[13] **P. Chassaing.** « Turbulence en mécanique des fluides : analyse du phénomène dans une perspective de modélisation à l'usage de l'ingénieur ». Cépaduès-Editions, (2000).

[14] **J.Padet.** «Fluides en écoulement méthodes et modèles»..

[15] **R. Rey.«**Cinématique et dynamique des fluides ».

[16] **P. Chassaing**. «Mécanique des fluides».

[17] **S. Candel**. «Mécanique des fluides».

[18] **Greffier Olivier** «Mécanique des fluides».

[19] **E, Rieutord** «Mécanique des fluides».

[20] **J .Bouttes.** «*Mécanique des fluides*» Ellipses, 1988.

[21] **L .Landau., E. Lifchitz.** « *Mécanique des fluides*». *Ed. de Moscou, 1971.*

[22] **J.Roussel** « *Mécanique des fluides*». *C.P.I.2 - Chem.I.St2 : 2005-2006*

[23] **O. Louisnard** «Mécanique des fluides: première partie».

[24] Gao, P., Le Person S., et Favre-Marinet, M. « Scale effects on Hydrodynamics and Heat Transfer in two dimensional mini and micro channels», Int. J. of Thermal Science, 41, 1017- 1027, 2002.

[25] **Lallemand, A**. « Écoulement des fluides, Techniques de l'Ingénieur ».

[26] **M. Lesieur**. «Turbulence in fluides ». Martinus Nijhoff, (1987).

[27] **Favre. A., Kovasnay .L., Dumas. R., Caviglio .J., Coantic .H**. « *La turbulence en Mécanique des fluides*» Gauthier-Villars, 1976.

[28] ***W.Rodi*** . «Turbulence Models and their applications in Hydraulics »,IAHR publications, Delft,NL (1984).

[29]**Gregoire Winckelmans et Vincent Legat**. «MECA1321 Mécanique des Fluides et Transferts I: partie sur les écoulements turbulents ».

[30] **Bailly C, Comte-Bellot G (2003).** Turbulence. CNRS editions.

[31] Projet de recherche Rapport Annuelle : Contribution à l'Etude des Rôles des Processus Hydrodynamiques dans l'Evolution de la Qualité de l'Eau

Chef de projet : Fourar Ali : Maître de Conférence université : Batna

[32] **Nikuradze**. « Stromunggesetze in rauchen rohren forchungheft ». 1933.

[33] **Mostkov M.A**. « Guide d'Hydraulique. Gosstroiizdat ». 1954.

[34] **Mostkov M.A**. « Hydromécanique appliquée. Gosenergoizdat ». 1963.

[35] **Nikitine I.K**. « Ecoulement fluvial turbulent ». 1963.

[36] **Nikitine I.K**. « Sur le calcul et la modélisation des processus de la turbulence thermique, le transport de masse dans la couche d'air au dessus de la surface d'un réservoir. » 1967.

[37] **Nikitine I.K**. « Les courants turbulentscisaillés ».1968

[38] **Stevan Bruk,** «Méthode de calcul de sédimentation dans les lacs et les réservoirs »,

[39] **John M.Wigham** .«Transport des sédiment » .

[40] **Giret Alain**, «Géographie », Paris, Harmattan, 2007

[41] **J. A. Cunge**, «Simulation des écoulements non permanents dans les rivières et canaux, Ecole nationale supérieure d'hydraulique et de mécanique », Grenoble, 1991.

[42**] Jean-Christophe Robinet**. «Effets et modélisation de la turbulence Enseignant ».

[43] **Laetitia Doris** . « Introduction à la simulation numérique des écoulements turbulents ».

[44] **L. Chatellier** «Mécanique des fluides instationnaires».

[45] **H. K. Versteeg and W. Malalasekera**: « An introduction to computational fluid dynamics, the finite volume method », Longman Group Ltd 1995.

[46] **Matthieu François Daniel Dufresne**: «La modélisation 3d du transport solide dans les bassins en assainissement du pilote expérimental a l'ouvrage réel» : Thèse pour obtenir le titre de Docteur de l'Université Louis Pasteur–Strasbourg I.

[47] **Gislain Lipeme Kouyi** : « Expérimentations Et Modélisations Tridimensionnelles De L'hydrodynamique Et de La Séparation Particulaire Dans Les Déversoirs D'orage » Thèse pour obtenir le titre de Docteur de l'Université Louis Pasteur–Strasbourg I, 2004 N° 99026201.

[48] **Frey P (1991).** «Etude expérimentale et simulation numérique du transport turbulent de particules solides dans un décanteur». Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, France.

[49] **Yvergniaux P (1989).** «Simulation euléro-lagrangienne du transport de particules solides en suspension dans un écoulement turbulent en canal», thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, France.