

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبو بكر بلقايد - تلمسان

Université Aboubakr Belkaïd - Tlemcen -

Faculté de TECHNOLOGIE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du **diplôme** de **MASTER**

En : Génie mécanique

Spécialité : Energies Renouvelables en Mécanique

Par : GHAZI ABDALLAH

Sujet

**Contrôle et simulation de la turbulence d'un écoulement autour d'obstacles,
cas d'un cube perforé**

Soutenu publiquement, le 5 / 6 / 2023 , devant le jury composé de :

M BENRAMDANE Mohamed
Mme SARI HASSOUN Hind
Mme BENAHMED Lamia
MALIANE Khaled

MCA
MAA
MCB
Professeur

Université de Tlemcen
Université de Tlemcen
Université de Tlemcen
Université de Tlemcen

Président
Examineur
Encadreur
Co-Encadreur

Année universitaire : 2022 /2023

Dédicace :

À ma mère et mon père (Rabi yechfih) pour l'éducation et le grand amour dont ils m'ont entouré depuis ma naissance.

À toute ma famille.

À tous mes profs qui m'ont appris.

À mes chers amis.

À tous ceux que j'aime et qui m'aiment.

Ghazi Abdassâh

Remerciements

En premier lieu, je remercie ALLAH, notre créateur, qui m'a donné la force, le courage et la volonté pour achever ce travail

Ainsi mes parents qui m'aident.

Je tenais à remercier en premier lieu et très chaleureusement

Mme Lamia BENAHMED pour avoir accepté de diriger mon travail,

Pour ses précieux conseils,

Pour son esprit d'ouverture et sa disponibilité. Grâce à elle,

mon travail s'est déroulé.

Je remercie aussi Mr ALIANE Khaled et toutes personnes qui m'ont aidé de près ou de loin à la finalisation de ce travail,

Et n'oublions pas de remercier le Président du département de génie mécanique M BENRAMDANE Mohamed et notre Examineur Mme SARI HASSOUN Hind

Je tenais à leur exprimer ma vive gratitude

Enfin mes remerciements à tous les enseignants qui ont contribué à ma formation à l'université de Tlemcen.

Merci

ملخص

في هذا العمل، قمنا بتحليل عددي للسلوك الديناميكي لتدفق مضطرب في قناة مستطيلة في وجود عائق. أجريت الدراسة المقترحة باستخدام كود ANSYS-CFX. تم اختيار نموذج K- ω SST لوصف التدفق المضطرب في الأنبوب . قمنا بدراسة وتحليل ومقارنة أربعة أنواع من العوائق (مكعب بسيط، ومكعب برأس واحد مائل، ومكعب برأسين مائلين، ومكعب مثقوب) تم عرض خطوط انسيابية ثنائية وثلاثية الأبعاد على المستويات السفلية والمنتظرة، والطاقة الحركية المضطربة، والضغط، وملامح السرعة في اتجاه التدفق.

Abstract

In this work, we have numerically analyzed the dynamic behavior of a turbulent flow in a rectangular channel in the presence of an obstacle.

The proposed study is conducted using the ANSYS-CFX code. The K- ω SST model was chosen to describe the turbulent flow in a pipe. We studied, analyzed and compared four types of obstacles (simple cube, cube with a single inclined vertex, cube with two inclined vertices, and a perforated cube)

2D and 3D streamlines on the lower and symmetry planes, turbulence kinetic energy, pressure, velocity profiles in the direction of flow were presented.

Résumé

Dans ce travail, nous avons analysé numériquement le comportement dynamique d'un écoulement turbulent dans un canal rectangulaire en présence d'un obstacle.

L'étude proposée est conduite à l'aide du code ANSYS-CFX. Le modèle $K-\omega$ SST a été choisi pour décrire l'écoulement turbulent dans une conduite. On a étudiés, analysés et comparés quatre types d'obstacles (cube simple, cube à un seul sommet incliné, cube à deux sommet inclinés, et un cube perforé)

Les lignes de courant en 2D et 3D sur les plans inférieur et de symétrie, l'énergie cinétique de turbulence, la pression, les profils de vitesse dans le sens de la circulation ont été présentés.

SOMMAIRE :

Liste des Figures

Liste des Tableaux

Nomenclature

Introduction générale.....1

Chapitre I : Recherche bibliographique

I-1 Introduction.....3

I-2 Généralités sur la mécanique des fluides.....3

I-2-1 Propriétés des fluides.....3

I-2-1-1 Masse volumique.....3

I-2-1-2 Densité.....3

I-2-1-3 Viscosité4

I-2-1-3-1 Viscosité dynamique.....4

I-2-1-3-2 Viscosité cinématique.....4

I-2-2 Ecoulement de fluides.....5

I-2-2-1 Ecoulement incompressibles.....5

I-2-2-2 Ecoulement compressibles.....5

I-2-2-3 Ecoulement stable.....5

I-2-2-4 Ecoulement instable.....5

I-2-2-5 Ecoulement stationnaire5

I-2-2-6 Ecoulement non stationnaire6

I-2-2-7 Ecoulement visqueux6

I-2-2-8 Ecoulement non visqueux6

I-2-3 Régimes de l'écoulement.....6

I-2-3-1 Régime laminaire.....6

I-2-3-2 Régime transitoire7

I-2-3-3 Régime turbulent7

I-3 Ecoulement autour des obstacles8

I-3-1 Ecoulement autour des obstacles carrés8

I-3-2 Ecoulement de Von Karman.....9

I-4 Applications d'un écoulement turbulent autour des obstacles.....9

I-5 Conclusion22

Chapitre II : Formulation mathématique

II-1 Introduction.....	24
II-2 Equations gouvernantes.....	25
II-2-1 Equation de conservation de la masse.....	25
II-2-2 Equation de conservation de l'énergie.....	25
II-2-3 Equation de quantité de mouvement.....	26
II-3 Décomposition de Reynolds.....	26
II-3-1 Règles de Reynolds	27
II-3-2 Tensions de Reynolds	28
II-4 Equations moyennées	28
II-4-1 Equation de continuité	28
II-4-2 Equations de mouvement	28
II-4-3 Equation d'énergie.....	29
II-5 Hypothèse de Boussinesq (Concept de la viscosité turbulente).....	29
II-6 Conditions aux limites.....	30
II-7 Modèles de turbulence.....	31
II-7-1 Modèles à zéro équation : Modèles algébriques.....	31
II-7-2 Modèles à une équation	32
II-7-3 Modèles à deux équations	33
II-7-3-1 Modèle $k-\varepsilon$	33
II-7-3-2 Modèle $k-\omega$	34
II-7-3-3 Modèle <i>SST</i> $k-\omega$	35
II-8 Conclusion.....	37

Chapitre III : Logiciel ANSYS-CFX

III-1 Introduction	39
III-2 Structure du code ANSYS CFX	39
III-2-1 ICEM-CFD	40
III-2-1-1 Création de la géométrie	40
III-2-1-2 Maillage (CFX-Mesh).....	41
III-2-2 CFX-Pre	42
III-2-3 CFX-Solver.....	43
III-2-4 CFX-Post.....	44
III-3 Conclusion	44

Chapitre IV : Résultats et interprétations

IV-1 Introduction	46
IV-2 Géométrie.....	46
IV-3 Conditions aux limites	46
IV-4 Résultats et interprétations.....	49
IV-4-1 Influence de la géométrie de l'obstacle	49
IV-4-2 Lignes de courant	49
IV-4-3 contours et profils de vitesse	52
IV-4-4 pression.....	54
IV-4-5 Energie cinétique de turbulence	55
IV-4-6 Iso-contours du critère Q	56
IV-5 Conclusion	57
Conclusion Général.....	58
Références bibliographiques.....	59

Liste des Figures

Figure I-1	Deux types de fluide	3
Figure I-2	Force de viscosité agissant dans un fluide.	4
Figure I-3	Régime laminaire	6
Figure I-4	Régime turbulent	7
Figure I-5	Ecoulement autour d'un obstacle carré	8
Figure I-6	Sillage derrière un obstacle carré (lâchée de Von Karman)	9
Figure I-7	Domaine de calcul : (a) vue de dessus et (b) vue de face	10
Figure I-8	Géométrie d'un cube monté sur un mur	10
Figure I-9	Domaine physique et conditions aux limites	11
Figure I-10	Différents modèles de l'obstacle	12
Figure I-11	Geometry of the studied cases	12
Figure I-12	Different model of bluff body	13
Figure I-13	Geometry of computational domain	13
Figure I-14	Esquisse pour le test d'écoulement de cylindre carré	14
Figure I-15-a	Modèle et la dimension des obstacles	14
Figure I-15-b	Croquis des obstacles dans un tunnel d'eau	15
Figure I-16-a	Géométrie et le domaine d'un obstacle carré	15
Figure I-16-b	Géométrie et le domaine pour deux obstacles carrés.	15
Figure I-17	Schématisation du problème et de maillage	16
Figure I-18	Vue en perspective de l'écoulement (lignes striées) autour de l'obstacle monté en surface (l'écoulement vient de la droite)	17
Figure I-19	Configuration du débit et emplacements de mesure	17
Figure I-20	Ecoulement dans un canal avec l'existence des obstacles carrés et les lignes de courant à différents Reynolds	18
Figure I-21	Evolution de la zone rigide 1 (en gris et ligne frontière) en fonction du nombre de Reynolds : a) $Re=0.01$ b) $Re=5$ c) $Re=40$ d) $Re=68$ e) $Re=70$ f) $Re=80$	19
Figure I-22	Ecoulement autour d'un carré	19
Figure I-23	Ecoulement turbulent autour d'un cube	20
Figure I-24	A gauche : Vue de côté de la section d'essai avec un seul obturateur mural, à droite : système de coordonnées local de l'obstacle.	21
Figure I-25	Géométrie du domaine de calcul	21
Figure II-1	Changement de structure de l'écoulement en fonction de la vitesse U . Sillage stationnaire (a)./ Sillage instationnaire périodique (b) et (c)./ Sillage turbulent (d).	24
Figure III-1	Structure du code ANSYS-CFX	39
Figure III-2	Géométrie du domaine de calcul réalisée à l'aide d'ICEM CFD 17	41
Figure III-3	Maillage du domaine d'étude avec ICEM CFD 17	42

Figure III-4	Présentation des conditions aux limites dans le logiciel CFX Pre.	43
Figure III-5	Exemple de contrôle de convergence lors d'un calcul sous CFX Solver.	43
Figure IV-1	Différents modèles de l'obstacle.	46
Figure IV-2	Géométrie et conditions aux limites	47
Figure IV-3	Domaine de calcul.	47
Figure IV-4	Lignes de courants sur le plan de symétrie pour les 4 configurations étudiées et pour $Re=8.10^4$	48
Figure IV-5	Lignes de courants sur le plan ($y=0$) pour les quatre cas étudiés	49
Figure IV-6	Lignes de courants sur le plan ($y=0$) pour les quatre cas étudiés	51
Figure IV-7	Contours des vitesses longitudinales sur le plan de symétrie ($z=0$)	52
Figure IV-8	Contours de la vitesse transversale sur le plan de symétrie ($z=0$)	53
Figure IV-9	Contours de pression pour les quatre cas étudiés sur le plan $y=0$ et pour $Re=4.10^4$	54
Figure IV-10	Energie cinétique de turbulence dans le plan de symétrie ($z=0$) et pour $Re=4.10^4$	55
Figure IV-11	Iso-surfaces du critère ($Q_i=0.05$) colorées par la vitesse U	56
Figure IV-12	Vue agrandie des iso-surfaces du critère Q pour le cas4	57

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I.1	Caractéristiques des régimes de l'écoulement	7
Tableau II.1	Conditions aux limites	30
Tableau II.2	Coefficients empiriques du modèle SST $k-\omega$.	36
Tableau IV-1	Dimensions du domaine de calcul et conditions aux limites.	48

NOMENCLATURE

Lettres latines :

C_p	Chaleur spécifique à pression constante	[J/kg.K]
C_p	Coefficient de pression	
g	Accélération de pesanteur	[m/s ²]
G_R	Nombre de Grashof	
h	Hauteur du canal	[m]
H	Hauteur de l'obstacle	[m]
h_c	Coefficient de transfert de chaleur	[W/m ² .K]
k	Energie cinétique de turbulence	[m ² /s ²]
L	Largeur du canal	[m]
l	Longueur caractéristique	[m]
\dot{m}	Débit massique	[kg/s]
Nu	Nombre de Nusselt	
P	Pression	[Pa]
P_{atm}	Pression atmosphérique	[Pa]
Pr	Nombre de Prandtl	
Ra	Nombre de Rayleigh	
Re	Nombre de Reynolds	
Re_h	Nombre de Reynolds basé sur la hauteur du canal	
S_θ	Terme source	[w/m ²]
S	Surface d'échange thermique	[m ²]
t	Temps	[s]
T	Température	[K]
T_s	Température de la surface	[K]
T_f	Température du fluide	[K]
T_u	Intensité de turbulence,	
U_b	Vitesse moyenne à l'entrée du domaine	[m/s]
U	Vitesse d'écoulement	[m/s]
\bar{U}	Vitesse moyenne	[m/s]
u'	Vitesse fluctuante	[m/s]
U^+	Vitesse adimensionnelle	

u,v,w	composante de vitesse suivant x,y,z	[m/s]
W	Largeur de l'obstacle	[m]
x,y,z	Coordonnées spatiales	[m]
X_F	Longueur de séparation	[m]
X_R	Longueur de réattachement	[m]
y^+	Distance adimensionnel	

Lettres grecques :

ω	Fréquence turbulente	[1/s]
ρ	Masse volumique du fluide	[kg/m ³]
ϕ	Grandeur physique	
κ	Constante Von Karman	
μ	Viscosité dynamique	[Pa.s]
λ	Conductivité thermique du fluide	[W/m.K]
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	[m ² /s ²]
τ_p	Contrainte visqueuse	[kg/m ² .s ²]
δ	Épaisseur de la couche limite	[m]
ν	Viscosité cinématique	[m ² /s]
ν_t	Viscosité cinématique turbulente	[m ² /s]
Γ	Terme de diffusion	
ϕ	Flux de chaleur	[W]
α	Diffusivité thermique	
β	Coefficient de dilatation thermique	

Liste des abréviations :

CFD	Mécanique des fluides numérique
LES	Modèle de Simulation des grandes échelles
RANS	Équation de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds.
SST	Modèle transport des contraintes de cisaillement.
URANS	Équation de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds en mode instationnaire

Introduction Générale :

L'étude du comportement dynamique autour des obstacles est d'une importance capitale dans le domaine fondamental des applications industrielles telles que la circulation des fluides dans les échangeurs de chaleur, le refroidissement dans les systèmes mécaniques ou électroniques, la construction de piliers de pont traversant des rivières, les écoulements internes tels que les échangeurs de chaleur et les machines à turbine, voler autour des ailerons et des avions, etc.

De nombreuses recherches ont été menées pour modéliser le flux autour des obstacles. A cet effet, de nombreuses expériences ont été réalisées dans ce domaine et comparées par des méthodes numériques. À cette fin, nous avons entrepris cette étude afin de réaliser une étude numérique de la turbulence d'écoulement autour des obstacles. La simulation se fait à l'aide du code de compte "ANSYS CFX"

Le manuscrit de ce traité comprend quatre chapitres. Le premier chapitre présentait une étude bibliographique des travaux expérimentaux et numériques antérieurs en relation avec le sujet traité, et le sujet du deuxième chapitre était de décrire les équations de base de la dynamique des fluides. Dans le troisième chapitre, nous présentons l'architecture de notre étude puis lançons la prévisualisation sur le code utilisé ANSYS-CFX. Les résultats obtenus dans cette simulation avec différents types d'obstruction étudiés sont inclus dans le quatrième chapitre.

Enfin, cette étude se termine par une conclusion générale contenant un résumé des résultats obtenus.

Chapitre I :

Recherche bibliographique

I-1 Introduction

Les écoulements autour des obstacles est un phénomène physique qu'on rencontre dans divers domaines technologiques comme l'ingénierie navale, aéronautique, météorologie...etc.

En effet, la compréhension de ce problème classique de mécanique des fluides revêt une importance pratique dans les applications aérodynamiques et hydrodynamiques. Dans ce chapitre nous allons exposer les définitions de base de mécanique des fluides, des écoulements autour des obstacles et à la fin, nous allons énumérer certains travaux de recherches qui se sont intéressés à cette thématique

I-2 Généralités sur la mécanique des fluides

Un fluide est un milieu matériel parfaitement déformable. Du point de vue mécanique, la définition d'un matériau est liée à sa déformation en fonction des contraintes : « c'est quelque chose qui ne provoque pas la perte de cohésion entre ses molécules. Par contre, un solide (indéformable, élastique ou plastique) ne coule pas sous contrainte et la déformation qui croît avec la contrainte appliquée provoque (si elle est grande) une rupture de solide. Le fluide est défini comme un corps qui peut prendre n'importe quelle forme qui lui est présentée [1]



a) fluide liquide



b) fluide gazeux

Figure I-1 : deux types de fluide

I-2-1 Propriétés des fluides

Propriétés des fluides déterminent la façon dont les fluides peuvent être utilisés dans l'ingénierie et la technologie. Ils déterminent également le comportement des fluides. Voici quelques-unes des propriétés de base importantes de fluides :

I-2-1-1 Masse volumique : La masse volumique ρ d'un fluide.

Elle est exprimée en (**kg/m³**).

$$\rho = \frac{M}{V} \quad (\text{I-1})$$

I-2-1-2 Densité : La densité elle mesure le rapport de la masse volumique du fluide rapportée à un corps de référence. C'est une grandeur sans unité

$$d = \frac{\rho}{\rho_{ref}} \quad (\text{I-2})$$

Pour les gaz, la masse dépend de la température et de pression

I-2-1-3 Viscosité : La viscosité est la propriété du fluide qui décrit l'interaction entre ses particules en mouvement. Il est la mesure de la résistance à l'écoulement des fluides.

I-2-1-3-1 Viscosité dynamique : Considérons deux couches de fluide voisines distantes de dz . La force de frottement F_t qui s'exerce à la surface de séparation de ces deux couches s'oppose au glissement d'une couche sur l'autre. Elle est proportionnelle à la différence de vitesse des couches soit dv à leur surface S et inversement proportionnelle à dz , elle exprime en **kg/ms**.

μ Le facteur de proportionnalité est le coefficient de viscosité dynamique du fluide.

$$F_t = \mu S \cdot \frac{dv}{dz} \quad (\text{I-3})$$

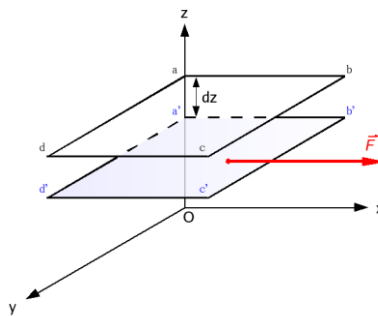


Figure I-2 : Force de viscosité agissant dans un fluide.

I-2-1-3-2 Viscosité cinématique : Dans de nombreuses formules apparaît le rapport de la viscosité dynamique μ et de la masse volumique ρ . ce rapport est appelé **viscosité cinématique** son unité est (**m² /s**).

Les fluides affichent des propriétés telles que :

Ne pas résister la déformation, ou lui résister légèrement (la viscosité)

L'aptitude à l'écoulement (également décrit comme la capacité de prendre la forme du récipient).

$$V = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{I-4})$$

I-2-2 Ecoulement de fluides

[2]

L'écoulement d'un fluide se produit lorsque chaque particule du fluide suit une trajectoire lisse, les chemins qui ne gênent ni ne touchent pas les uns les autres

En physique, l'écoulement du fluide à toutes sortes d'aspects a des caractéristiques, soit stables ou instables, compressibles ou incompressibles, visqueux ou non visqueux, et stationnaires et non stationnaires.

Écoulement de fluide en fonction de la masse volumique peut être

I-2-2-1 Ecoulement incompressibles : On considère ici que la masse volumique du fluide est constante. Les écoulements incompressibles suivent le principe de Bernoulli, du nom du mathématicien et scientifique suisse Daniel Bernoulli. D'après ce principe, l'énergie mécanique totale d'un écoulement de fluide incompressible et sans frottement est constante le long d'une ligne de courant de cet écoulement. L'écoulement gazeux est considéré comme incompressible si la vitesse de l'écoulement est très petite par rapport à celle du son. Autrement dit, si son nombre de Mach (rapport entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse du son) est très inférieur à 1. Pratiquement, l'hypothèse d'écoulement incompressible est faite lorsque le nombre de Mach est inférieur à 0.3 en tout point de l'écoulement. Elle est donc très utilisée en aérodynamique pour des véhicules dont la vitesse ne dépasse pas 400 km/h.

I-2-2-2 Ecoulement compressibles : Vers la fin du XIXe siècle, Prandtl apporta des contributions considérables à la théorie des fluides compressibles. Celle-ci devint d'une importance considérable pendant la seconde guerre mondiale, avec l'apparition des avions à grande vitesse et des fusées. Lors de l'écoulement compressible d'un gaz, sa densité change lorsqu'il est soumis à des variations importantes de vitesse et de pression. Sa température se modifie également, ce qui complique les phénomènes à étudier. L'écoulement d'un gaz compressible dépend du rapport de la vitesse du gaz sur la vitesse de propagation du son dans le milieu. Écoulement de fluide en fonction de la vitesse peut être.

I-2-2-3 Ecoulement stable : Dans l'écoulement du fluide stable, la vitesse de l'écoulement du fluide est constante à n'importe quel point de sa route. Un fluide est déterminé avec l'écoulement stable si son écoulement reste inchangé et constant durant une période de temps spécifique

I-2-2-4 Ecoulement instable : Lorsque l'écoulement est instable, la vitesse du fluide peut différer entre n'importe deux points sur sa route.

Écoulement du fluide en fonction temps peut être

I-2-2-5 Ecoulement stationnaire : On dit un écoulement stationnaire si toutes les variables décrivant un mouvement sont indépendantes du temps. Ainsi la pression P , la vitesse V , la densité d , l'énergie E d'un écoulement.

I-2-2-6 Écoulement non stationnaire : On dit un écoulement non stationnaire si les variables décrivant le mouvement dépendent du temps. Écoulement de fluide en fonction de la viscosité peut être.

I-2-2-7 Écoulement visqueux : L'écoulement visqueux est un écoulement plan connu sous le nom d'écoulement de poiseuille plan et un écoulement dans une conduite rectiligne connu sous le nom d'écoulement de poiseuille (poiseuille cylindrique).

I-2-2-8 Écoulement non visqueux : L'écoulement non visqueux est un flux non visqueux d'un fluide dans lequel la viscosité du fluide est égale à zéro.

I-2-3 Régimes de l'écoulement : [3]

En fonction des nombres de Reynolds croissants, on distingue quatre régimes principaux : régime de Stokes, régime laminaire, régime transitoire, régime turbulent

L'écoulement de Stokes correspond aux très faibles valeurs du Reynolds (inférieures à 1)

Si $Re < 2000$, le régime est Laminaire

Si $Re > 3000$, le régime est turbulent.

Si $2000 < Re < 3000$, le régime est transitoire.

I-2-3-1 Régime laminaire : Le flot d'une rivière profonde, vide de tout obstacle, sera rapide et facile. L'eau coule en ligne droite ou presque. Ce phénomène est connu sous nom d'écoulement laminaire. Dans la dynamique des fluides, écoulement laminaire (ou les flux) se produit lorsqu'un fluide s'écoule dans des couches parallèles, sans interruption. Une des conséquences de l'écoulement laminaire est que la vitesse du fluide est constante à n'importe point dans le fluide. Les fluides ayant l'écoulement laminaire ont également souvent l'écoulement constant.

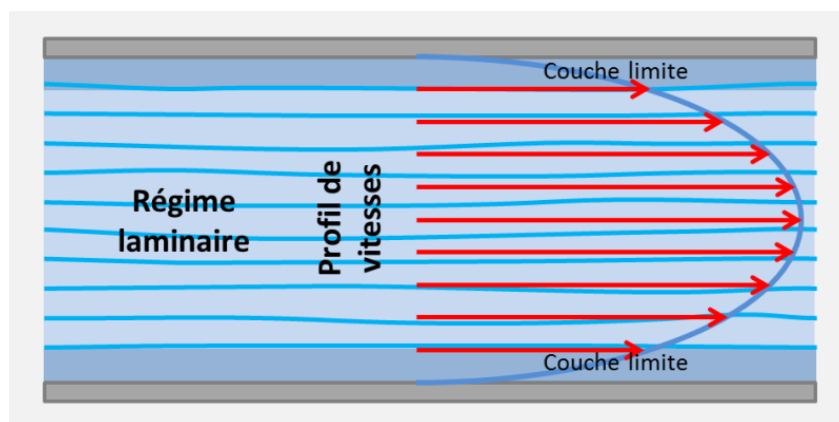


Figure I-3 : Régime laminaire

I-2-3-2 Régime transitoire : C'est une transition entre le régime laminaire et le régime turbulent.

I-2-3-3 Régime turbulent : Le flot d'une rivière peu profond et hérissé de rochers serait difficile. L'eau ne coulera pas en ligne droite. Le flot serait irrégulier et agité. C'est un écoulement turbulent. L'écoulement irrégulier qui se caractérise par de minuscules régions spirales et tourbillons. La vitesse de ce fluide n'est certainement pas constante à chaque point. Pour un écoulement turbulent nous devons considérer aussi une contrainte de cisaillement associée aux effets tourbillonnaires.

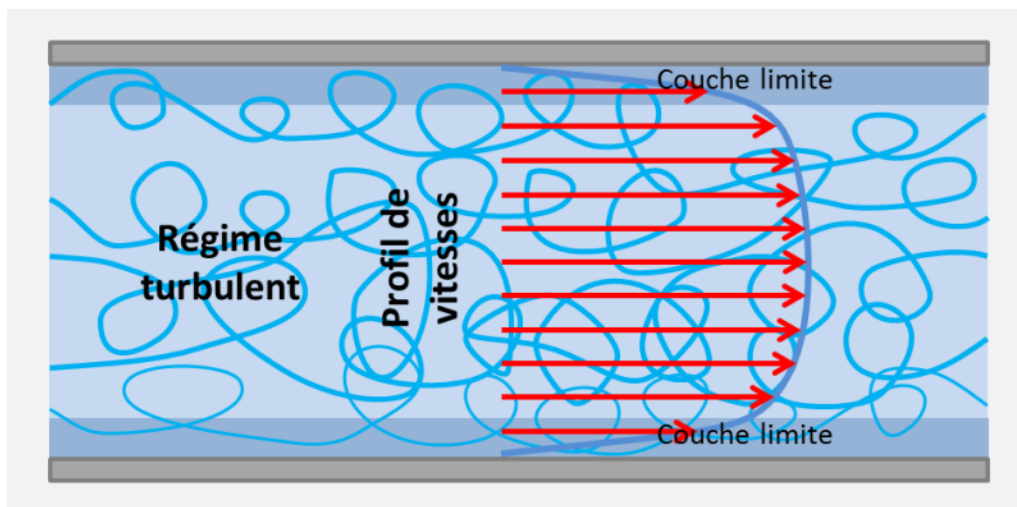


Figure I-4 : Régime turbulent

La différence entre les deux régimes de l'écoulement est abordée dans le tableau suivant

Tableau I.1 : Caractéristiques des régimes de l'écoulement [4]

Régime laminaire	Régime turbulent
Écoulement dont les filets fluides ne s'entrecroisent pas	L'écoulement devient instable
Pas de mélange mais interaction visqueuse entre les filets fluides	Il existe un mélange des filets fluides même en écoulement globalement stationnaire
En stationnaire, les lignes de courant sont confondues avec les trajectoires.	La notion de ligne de courant n'a plus de sens sauf « en moyenne temporelle »

I-3 Ecoulement autour des obstacles

L'écoulement autour des obstacles est un phénomène qui se produit fréquemment dans la pratique et sa compréhension est nécessaire pour la conception mécanique et thermique de nombreux systèmes en engineering comme : avions, automobiles, bâtiments, composantes électroniques, les profils NACA d'une aile d'avion. Les types de refroidissement dans les échangeurs et radiateurs, les aubes d'une turbine industrielle qui entraînent les bateaux et les obstacles carré et cylindrique. Et dans divers domaines le sillage d'un obstacle et l'étude des phénomènes hydro et aérodynamiques qui s'y rapportent restent intéressantes [5]

Les obstacles aérodynamiques de géométrie simple sont classés en trois types :

- Les obstacles à arrête vive, pour lesquels le point de décollement de la couche limite est fixe : le modèle géométrique est la plaque plane inclinée sur la direction de la vitesse V .
- Les obstacles à courbure progressive, pour lesquels le point le point de décollement de la couche limite est susceptible de se déplacer : le modèle géométrique est la sphère ou la cylindre.
- Les obstacles profilés, pour lesquels il n'y a pas de décollement de la couche limite : le modèle géométrique est la plaque plane parallèle à la vitesse V . [6]

I-3-1 Ecoulement autour des obstacles carrés : Le cas d'un obstacle carré joue un rôle dominant dans de nombreuses Applications industrielles et techniques telle que l'aérodynamique des constructions. Ces écoulements sont en émet généralement observés dans la branche de L'ingénierie du vent : autour des immeubles de grandes hauteurs, des ponts, des Monuments et des tours qui sont en permanence exposés au vent. De même, Ils sont rencontrés autour des piliers de ponts et des jambes des plates-formes Shore qui est en permanence soumis à la charge produite par les courants Maritimes fluviaux. Ce type d'écoulement a donc fait l'objet de nombreuses études expérimentales et numériques [7]

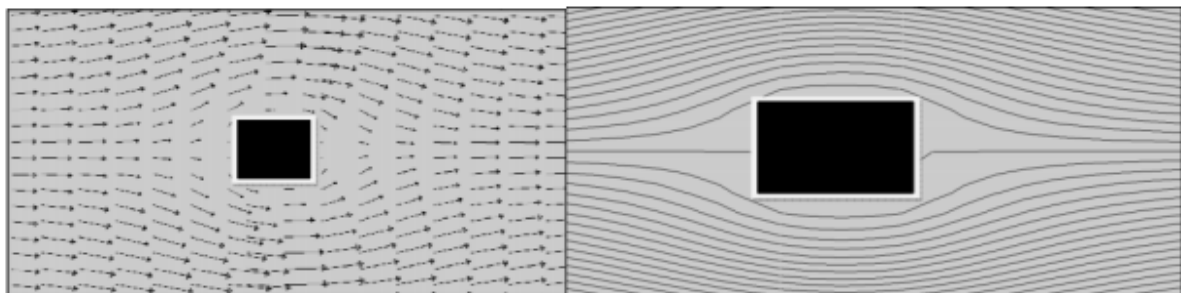


Figure I-5 : Ecoulement autour d'un obstacle carré

I-3-2 Ecoulement de Von Karman : Lorsqu'un tourbillon se détache, un écoulement dissymétrique se forme autour du corps, ce qui modifie la distribution des pressions. Cela signifie que la séparation alternée des tourbillons peut créer sur ce corps une portance périodique, cause de vibrations.

Si la fréquence de séparation est voisine de la fréquence propre d'une structure, cela crée une résonance. C'est cette vibration forcée qui, à la fréquence correcte, fait « chanter » les lignes électriques ou celles de téléphone, augmente à certaines vitesses les vibrations des antennes des voitures et est également responsable des battements des stores vénitiens quand le vent passe à travers.

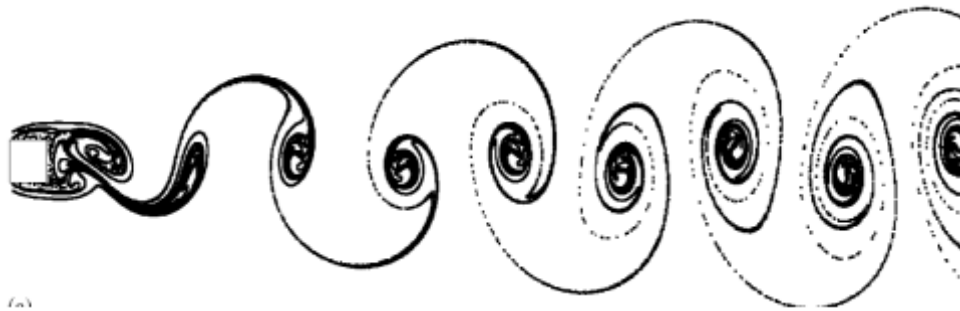


Figure I-6 : Sillage derrière un obstacle carré (lâchée de Von Karman)

I-4 Applications d'un écoulement turbulent autour des obstacles :

[8] **J. Hu a, H.B. Xuan a, 2018 :** les performances du modèle IDDES ont été testées pour simuler l'écoulement autour d'un cube de 6 m et étudier le comportement de la couche limite. Les résultats du calcul étaient cohérents avec les données expérimentales.

La simulation à l'aide IDDES est capable de fournir une prédiction raisonnablement précise des caractéristiques moyennes et instables par rapport aux données expérimentales LES

Par conséquent, ils ont suggéré que l'IDDES pourrait être approprié pour la simulation d'un environnement de vent extérieur, du vent autour des bâtiments et du vent dans un environnement urbain complexe.

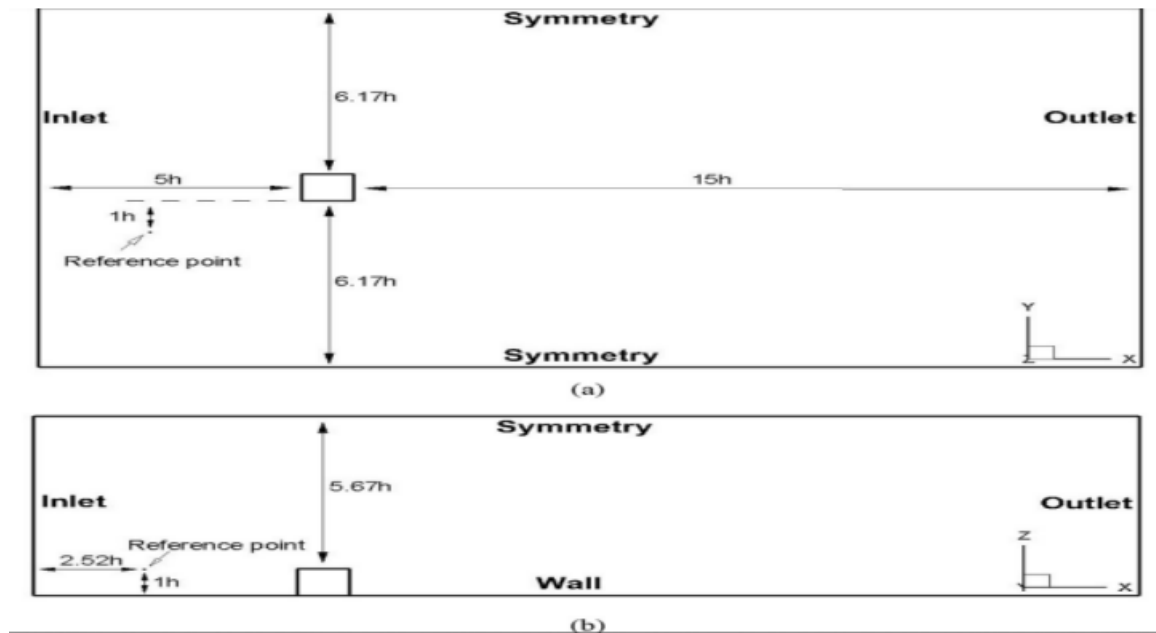


Figure I-7 : Domaine de calcul : (a) vue de dessus et (b) vue de face

[9] Alexander Yakhot, Heping Liu, Nikolay Nikitin. 2006 Étude de l'écoulement turbulent autour du corps bluff (Fig. I-8) La méthode des volumes finis immergés a été présentée pour la simulation numérique directe. Ils ont étudié l'intensité de perturbation efficace, l'énergie cinétique k , la contrainte de cisaillement de Reynolds et la génération de perturbations négatives dans la région devant le cube. Ils ont découvert que l'apparition d'une production négative devant le cube peut expliquer l'échec de certaines simulations LES/RANS à prédire les écoulements autour d'un cube monté en surface. Les résultats ont confirmé l'instabilité de l'écoulement étudié causée par l'interaction instable d'un vortex en fer à cheval formé devant le cube et de part et d'autre de celui-ci avec un vortex en forme d'arc derrière l'obstacle.

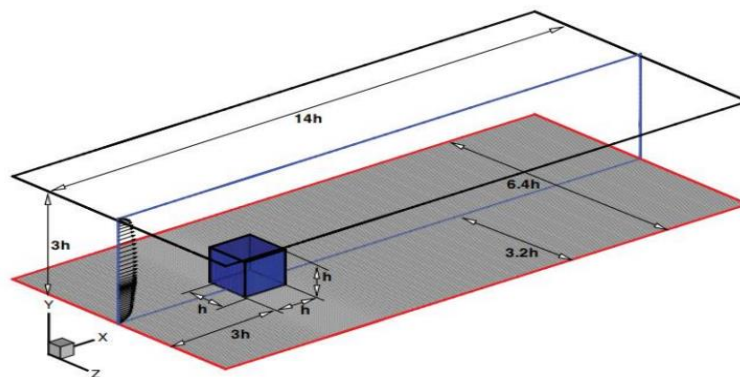


Figure I-8 : Géométrie d'un cube monté sur un mur.

[10] SARI-HASSOUN Zakaria et ALIANE Khaled 2016: ont étudié l'influence de la forme courbée en amont d'un cube (Figure I-9) en utilisant le code de calcul Fluent. Le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ est utilisé au cours de leurs simulations et les équations gouvernantes ont été résolues par la méthode des volumes finis à l'aide de l'algorithme SIMPLE. Les différentes simulations ont été faites pour un taux de blocage $h/H = 0,5$

Ils ont fait une comparaison entre deux types d'obstacles par une approche qualitative. Les résultats ont été présentés en analysant les zones de recirculation du fluide, des vitesses, et des énergies cinétique et de dissipation

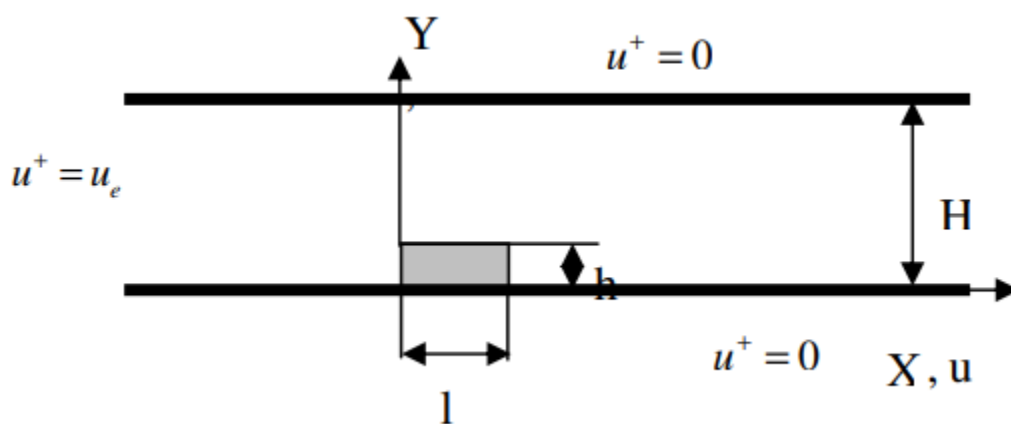


Figure I-9 : Domaine physique et conditions aux limites

[11] B. Rostane, K. Aliane et S. Abboudi 2015. Ils ont analysé une simulation 3D d'un écoulement turbulent autour de deux modèles d'obstruction, le premier ayant une forme d'obstacle prismatique et le deuxième modèle d'obstacle prismatique ayant un bord circulaire en aval. La contribution de ce travail est d'étudier l'effet de la courbure du bord inférieur sur les phénomènes aérodynamiques, y compris la structure des tourbillons apparaissant à proximité des obstructions des deux modèles étudiés et la longueur d'attache X_R / H . Les équations gouvernantes basées sur le modèle $k-\omega$ SST sont résolues par la méthode de taille finie basée sur le code ANSYS CFX .

Les profils de vitesse et la distribution des lignes de courant sont tracés pour un nombre de Reynolds $Re_h = 10^5$

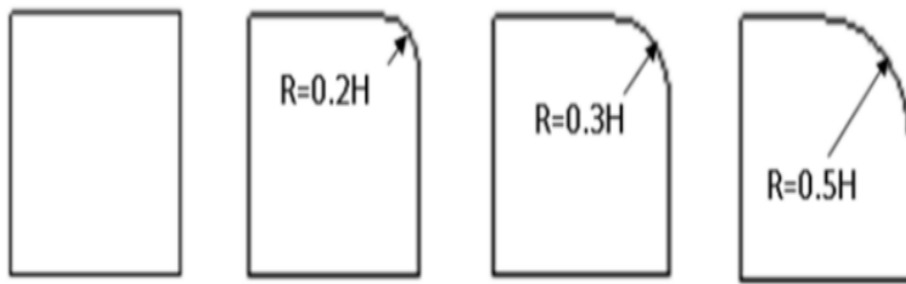


Figure I-10 : Différents modèles de l'obstacle

[12] **Rostane Brahim et Aliane Khaled 2019** ; Ils ont analysé l'effet d'un trou au milieu d'un cube en présentant quatre configurations d'obstacles dans une étude tridimensionnelle de l'écoulement autour de ce cube inscrit dans une surface de nombre de Reynolds $Re = 40000$. La méthode des volumes finis est utilisée pour résoudre les équations gouvernantes utilisant le code ANSYS CFX et le modèle de perturbation $k\omega$ SST. Les résultats ont montré l'émergence d'un deuxième vortex derrière les obstacles avec une ouverture sans dimension de diamètre $D/H = 0,2$. L'énergie cinétique de la perturbation était plus grande au-dessus de l'obstacle, et elle était plus intense pour l'obstacle sans trou, mais diminuait avec l'augmentation du diamètre du trou.

Le coefficient de traînée n'a été amélioré que dans le cas $D/H = 0,32$

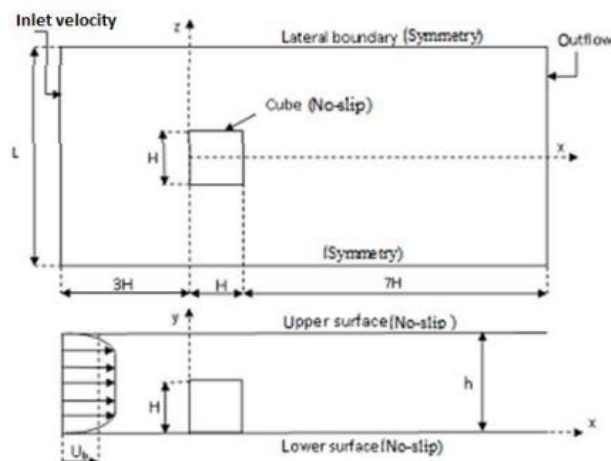


Figure I-11: Geometry of the studied cases

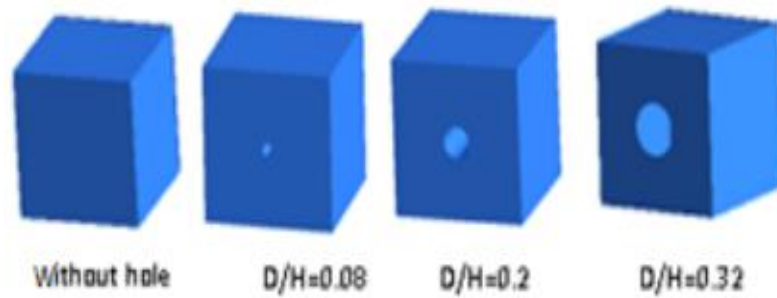


Figure I-12: Different model of bluff body

[13] Lamia Benahmed, Aliane Khaled, 2019: L'étude de l'écoulement autour de l'obstacle est effectuée à trois endroits différents : au-dessus de l'obstacle, en amont de l'obstacle et en aval de l'obstacle. Le comportement des fluides en aval des obstacles est moins connu et les modèles physiques et numériques supposent la présence de zones de recirculation au comportement complexe. Le but du travail présenté ci-dessous est d'étudier l'effet de la forme inclinée des deux sommets supérieurs d'un cube rectangulaire (Figure I-13). Une étude 3D a été réalisée à l'aide du code de calcul ANSYS CFX. Un modèle de turbulence a été utilisé pour étudier les caractéristiques d'écoulement autour d'un obstacle en pente. Les résultats moyennés dans le temps du vecteur de vitesse, du flux transversal, des contours et des lignes de courant de vitesse de direction d'écoulement utilisent le transport de contrainte $K\omega$ (SST), RANK $K\varepsilon$ et $K\varepsilon$ pour modéliser la turbulence. L'équation déterminante a été déterminée à partir de celle résolue par la méthode des volumes finis. Le modèle de turbulence $K\omega$ SST a fourni la meilleure prédiction des caractéristiques d'écoulement d'obstacles parmi les modèles de turbulence étudiés.

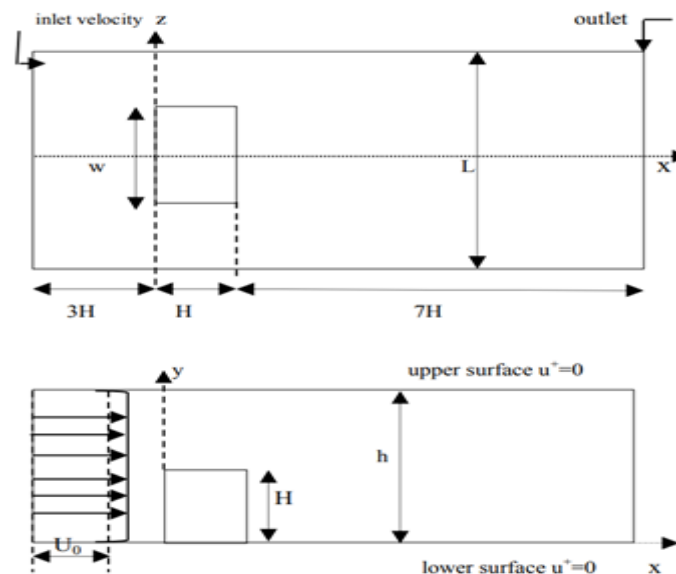


Figure I-13: Geometry of computational domain

[14] Germán Filippini , Gerardo Franck, Norberto Nigro , Mario Storti and Jorge D'El'ia 2005 : ont réalisé des simulations de turbulence (LES) d'un écoulement tridimensionnel autour des corps bluff fixes soit sous forme d'un cylindre carré (cas A) ou d'un cube monté (cas B), (Figure I-14). Dans le cas A, les expériences ont montré un régime typique d'écoulement instationnaire avec un sillage périodique présentant une certaine modulation sur la périodicité. Les visualisations de flux instantanées ont été utilisées pour clarifier le comportement de l'écoulement puis comparées à celles de l'expérience.

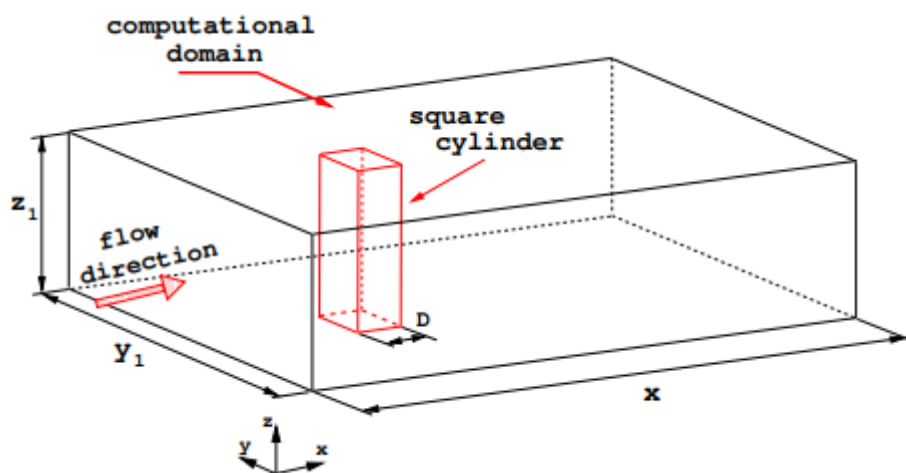


Figure I-14: Esquisse pour le test d'écoulement de cylindre carré

[15] Bin Liao et Shan-Qun Chen 2015 : ont étudié le champ de vitesse de l'écoulement au-delà des obstacles par la technique de vélocimétrie par image de particules en utilisant la poudre de Al_2O_3 à $8 \mu m$ comme traceurs. Le champ d'écoulement autour des obstacles est obtenu. Les tracés des lignes de courant et le champ de vitesse moyenne dans les sections horizontales et verticales sont dessinés. Les caractéristiques de vortex du flux de sillage dans divers champs d'écoulement ont été étudiées et comparées.

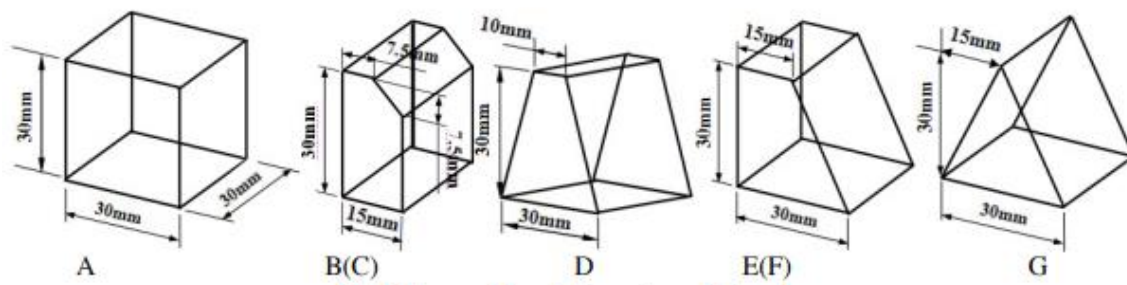


Figure I-15-a : Le modèle et la dimension des obstacles

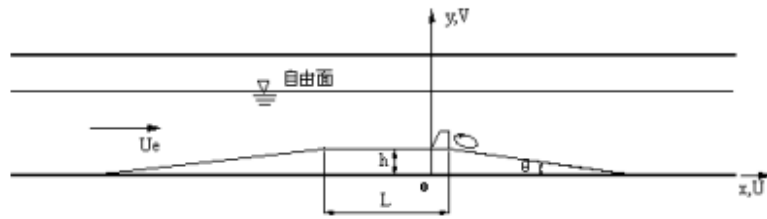


Figure I-15-b : Croquis des obstacles dans un tunnel d'eau

[16] Jirapom Yojina et al 2010 : Ils ont présenté une recherche de modèles d'écoulement dans un canal avec des obstructions carrées, et le processus de modélisation de la méthode Boltzmann (LBM) (LBM) a été mis en œuvre avec un rapport de blocage de 1/4. Le nombre de Reynolds varie de 1 à 300. Les lignes de courant et les profils de vitesse sont indiqués pour indiquer la séparation des vortex. Le nombre de Strouhal est calculé pour caractériser la dynamique fréquentielle de l'écoulement. Les résultats obtenus ont prouvé que l'écoulement est laminaire à l'entrée, puis ils ont trouvé une transition périodique et instable dans l'écoulement. Cette transition est obtenue avec un nombre de Reynolds croissant. De plus, avec un nombre suffisant d'itérations, ils ont montré que la périodicité de l'écoulement dans le sillage produit un détachement de vortex de van Karman.

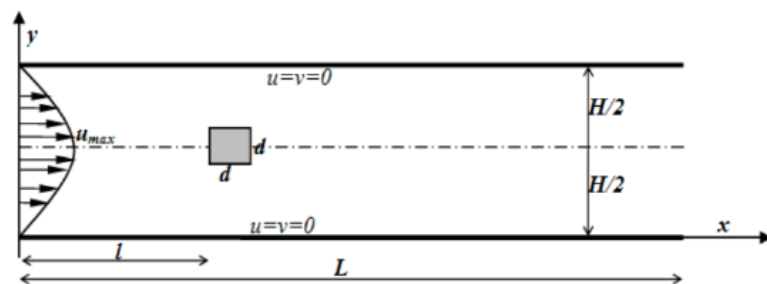


Figure I-16-a : La géométrie et le domaine d'un obstacle carré

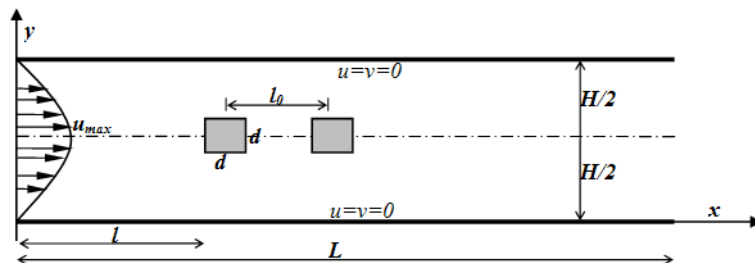


Figure I-16-b : La géométrie et le domaine pour deux obstacles carrés.

[17] **Alan H. Huber 1989** : Il a étudié dans une soufflerie l'influence de la largeur et de la direction des bâtiments dans le vent, et a examiné les caractéristiques de mise au point dans le sillage des bâtiments. Les rapports étudiés de la largeur à la hauteur de ce dernier vont de 2 à 22 et l'angle d'orientation varie de -30 à $+60$. Des investigations expérimentales ont été réalisées par M.H.Mirzai et al. En soufflerie, écoulement et dispersion des polluants autour d'un bloc isolé. Une atmosphère stable et neutre est simulée à l'échelle 1/75. Une grande quantité de données expérimentales a été collectée pour produire des images montrant la concentration moyenne temporelle du polluant à un niveau prédéterminé derrière les bâtiments. Les résultats ont été obtenus pour les déviations de la direction du vent de -10° , -5° , 0° , $+5^\circ$ et $+10^\circ$, et il a été constaté que les concentrations de polluants sont affectées par la forme et la direction du polluant . bâtiment. , ainsi que par la nature et l'ampleur du flux de couche limite approché.

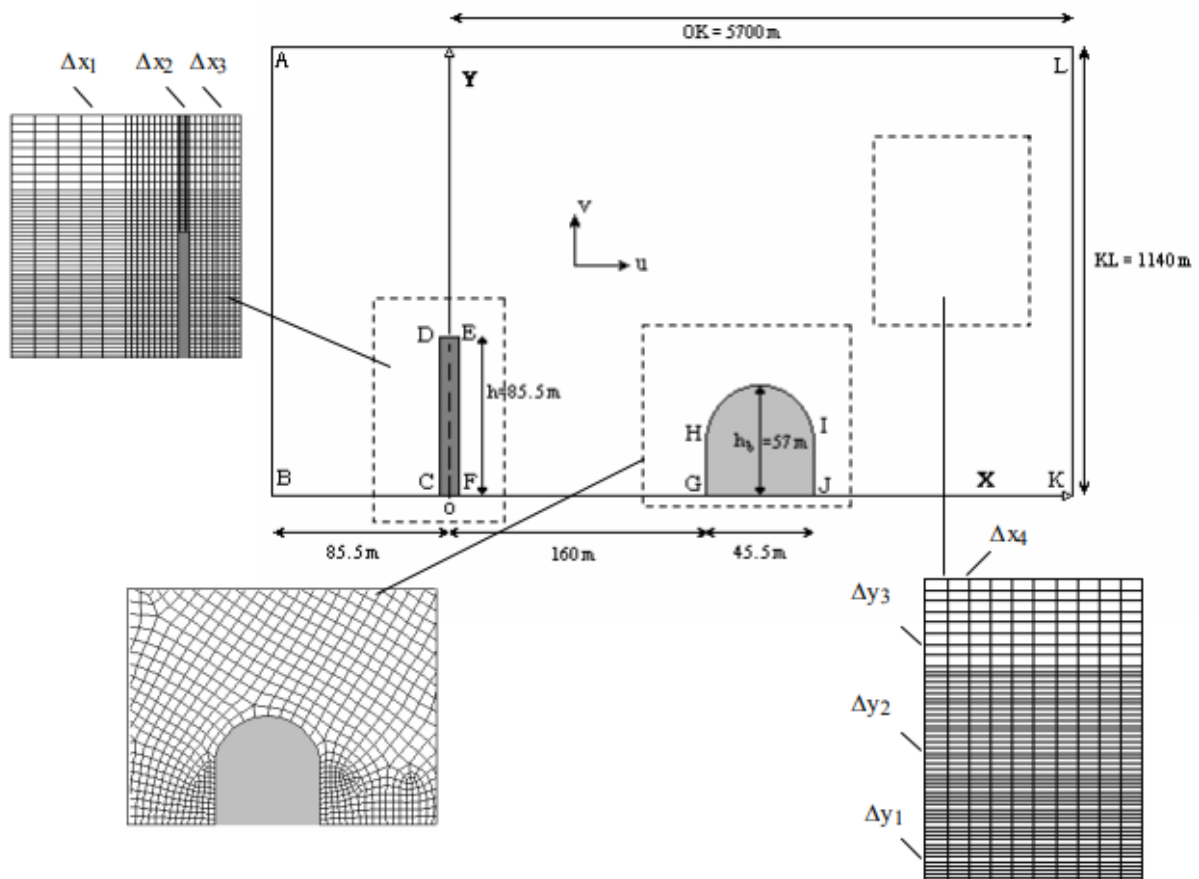


Figure I-17 : Schématisation du problème et de maillage

[18] **Schofield & Logan, 1990** : Ils ont procédé à une analyse détaillée de différentes données expérimentales sur les écoulements autour de géométries bidimensionnelles immergées dans des couches limites, dont l'épaisseur est supérieure à celle de l'obstruction.

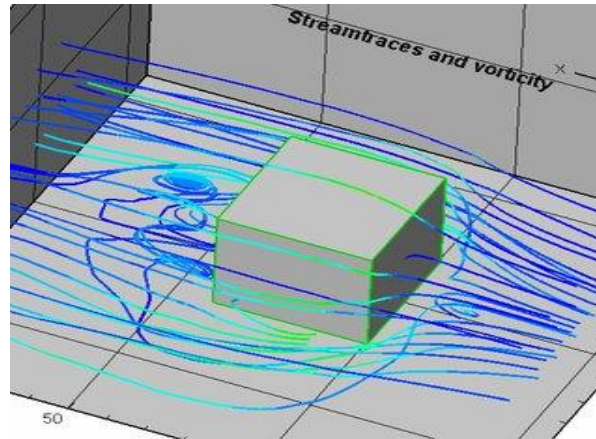


Figure I-18 : Vue en perspective de l'écoulement (lignes striées) autour de l'obstacle monté en surface (l'écoulement vient de la droite)

[19] **João Melo de Sousa, 2002** : Ils ont étudié la structure moyenne d'un écoulement turbulent autour d'un cube superposé à la surface d'un canal d'eau à surface ouverte à l'aide d'une approche bidimensionnelle de vitesse d'image de particules numériques (DPIV). La composante de vitesse hors plan a été obtenue en utilisant le concept de continuité appliqué à des domaines de vitesse bidimensionnels enregistrés dans des plans parallèles. Diverses méthodes ont été appliquées pour identifier et localiser des structures tourbillonnaires à grande échelle dans l'écoulement 3D autour de l'obstacle monté en surface. Les résultats ont montré la faisabilité de l'application sur des données PIV 3D et les performances supérieures des techniques d'identification modernes, par rapport à la norme classique basée sur les vortex.

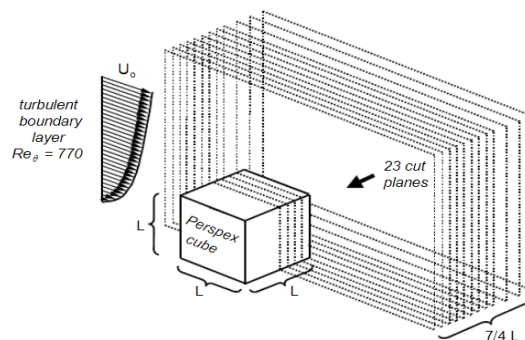


Figure I-19 : Configuration du débit et emplacements de mesure

[24] **J.Yojina et al.(2010)** : ont présenté une investigation aux configurations de l'écoulement dans un canal avec l'existence des obstacles carrés. La modélisation est réalisée par la méthode de Boltzmann (LBM).le nombre de Reynolds est compris entre 1 et 300. Les lignes de courant et les profils de vitesse sont présentés pour indiquer le décollement des tourbillons. Les résultats obtenus prouvent que l'écoulement est laminaire à l'entrée, ensuite, ils ont constaté une transition périodique et instable sur l'écoulement. Cette transition est obtenue au fur et à mesure avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

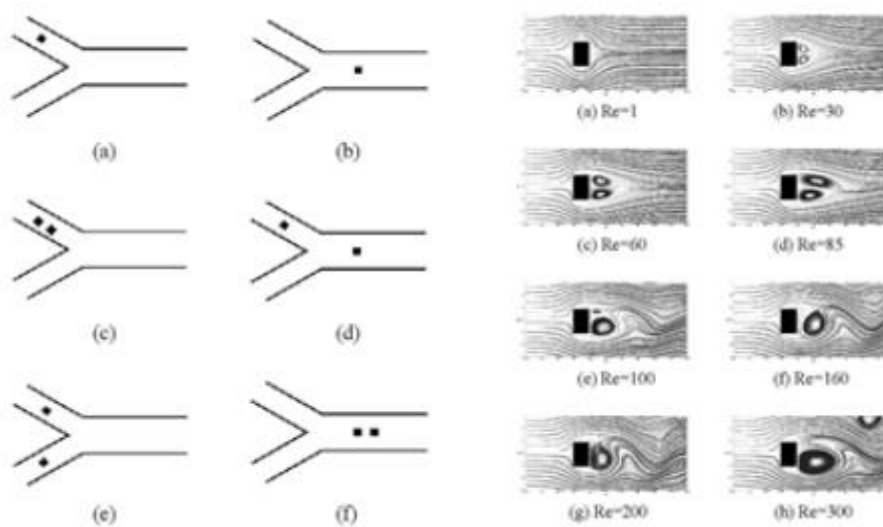


Figure I-20 : Ecoulement dans un canal avec l'existence des obstacles carrés et les lignes de courant à différents Reynolds

[25] **S. Mossaz (2011)** : Il a étudié l'écoulement rampant, rotatif et instable d'un fluide visqueux autour d'un cylindre. Il étudie numériquement les formes des écoulements, la localisation des zones solides, les champs de contraintes et de pression autour du cylindre, ainsi que le coefficient de traînée. Le montage expérimental conçu et construit a été validé par l'étude de l'écoulement newtonien du fluide autour du cylindre et la mise en œuvre d'une procédure adaptée aux fluides à seuil. a pu observer l'influence des conditions d'interface avec l'apparition de la morphologie des relâchements tourbillonnaires simultanés et symétriques, la figure suivante montre l'évolution des différentes régions solides et poussées lorsque le nombre de Reynolds est augmenté dans le passage du régime de fluage au régime de recirculation.

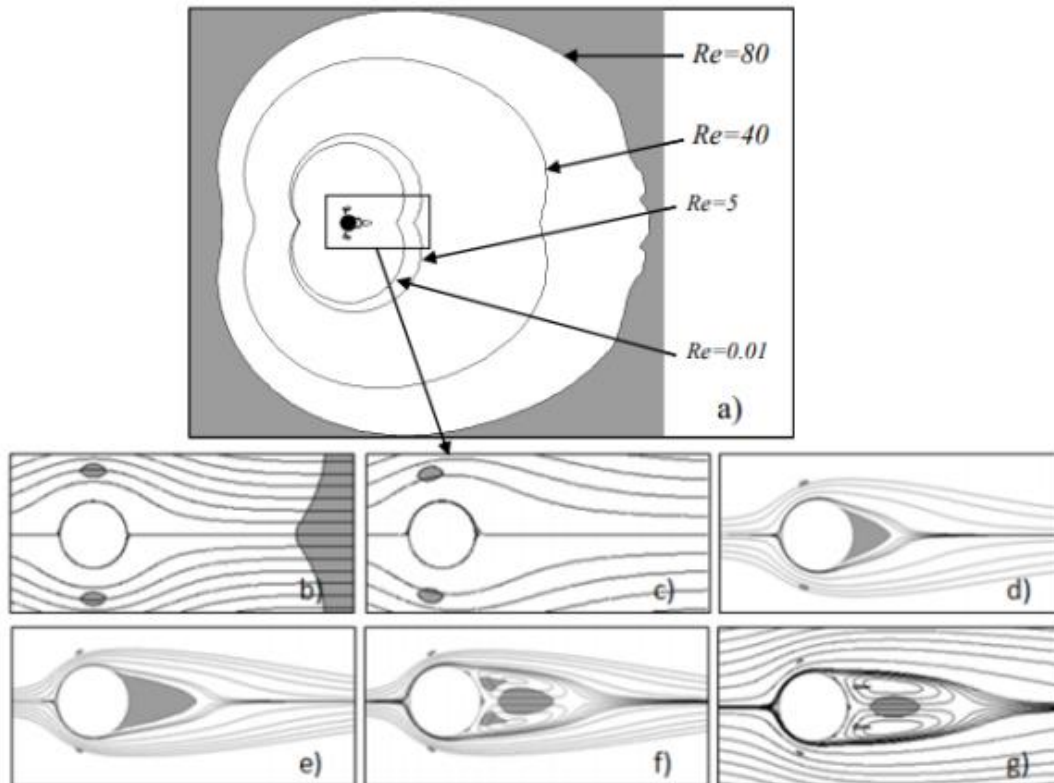


Figure I-21 : Evolution de la zone rigide 1 (en gris et ligne frontière) en fonction du nombre de Reynold : a) $Re=0.01$ b) $Re=5$ c) $Re=40$ d) $Re=68$ e) $Re=70$ f) $Re=80$

[26] **B.Gera et al (2010) :** Étudié à l'aide de CFD (Computational Fluid Dynamics) écoulement in_stationnaire bidimensionnel autour d'un obstacle carré. Des simulations ont été réalisées afin d'analyser le comportement d'alerte. Le nombre de Reynolds est compris entre 50 et 250.

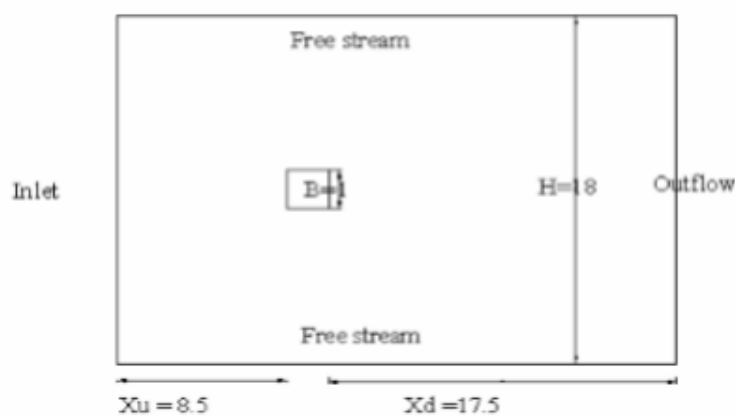


Figure I-22 : Ecoulement autour d'un carrée

[27] **Bibhab Kumar Lodh** : Traiter un écoulement turbulent autour d'un cube placé dans un canal turbulent. Utilisation de deux modèles de perturbation : Reynolds Average Navier Stokes (RANS) et Large Eddy Stream Simulation (LES). Dans la modélisation, les auteurs ont combiné un modèle 2D et $k\epsilon$ avec deux équations instables dans le cas de RANS, et un modèle 3D instable avec une équation dans le cas de LES. L'étude a été réalisée sur un nombre de Reynolds égal à 65 000, avec des maillages hexaédriques. Plusieurs paramètres tels que la vitesse, la pression sur le champ d'écoulement, la contrainte de cisaillement et le profil d'énergie cinétique ont été comparés avec deux modèles basés sur une analyse qualitative et quantitative. Les résultats montrent que le modèle LES est plus adapté pour un nombre de Reynolds modéré à élevé, tandis que RANS donne un meilleur résultat pour un nombre de Reynolds faible à moyen.

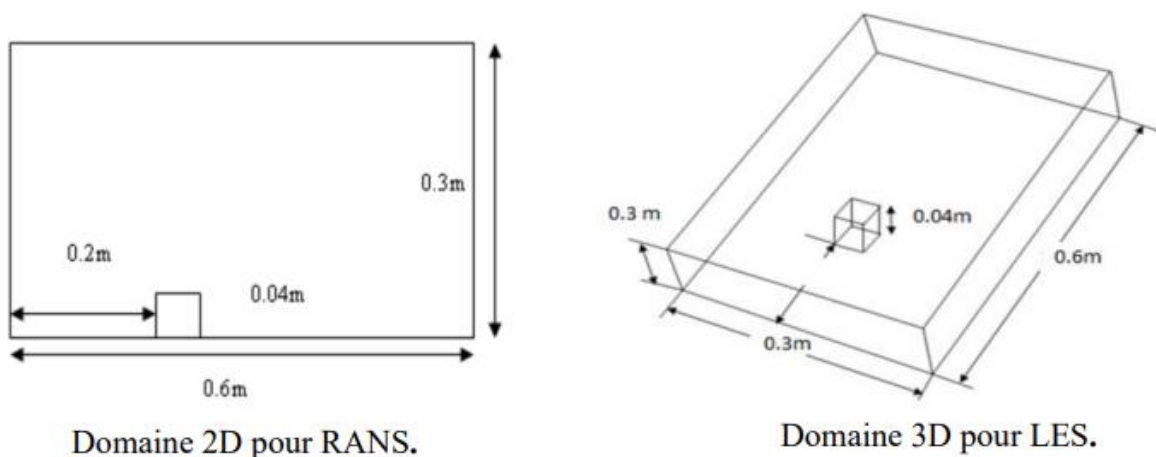


Figure I-23 : l'écoulement turbulent autour d'un cube

[28] **Masip et al** : L'écoulement autour d'un obstacle de différentes hauteurs ($p = 5, 10$ et 15 mm) a été étudié expérimentalement à l'aide de plusieurs nombres de Reynolds. Des données expérimentales sur les propriétés d'écoulement des fluides autour des composants électroniques ont été utilisées pour développer et valider des modèles de turbulence. Cette étude a montré que pour une altitude plus élevée, la longueur de rattachement en aval de la face postérieure reste quasiment inchangée pour les différents nombres de Reynolds étudiés. Cependant, pour une petite élévation, les résultats montrent que les nombres de Reynolds ont un effet significatif sur cette dernière. Dans ce cas, lorsque les nombres de Reynolds diminuent, il y a une augmentation de la durée de recombinaison.

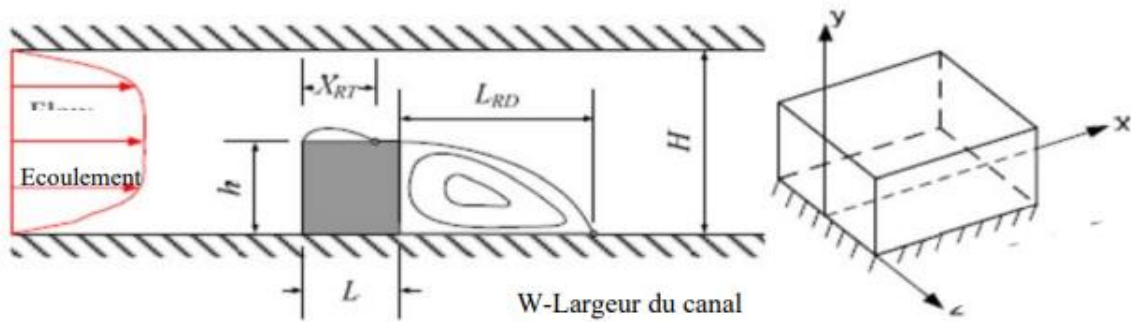


Figure I-24 : A gauche : vue de côté de la section d'essai avec un seul obturateur mural, à droite : système de coordonnées local de l'obstacle.

[29] Lamia Benahmed, Khaled Aliane, 2020 : Une étude 3D a été menée à l'aide du modèle de turbulence $K\omega$ SST pour analyser l'effet de la forme effilée des deux sommets supérieurs du l'obstacle (Figure I-25).

Divers modèles de la forme du cube ont été présentés pour illustrer les caractéristiques d'écoulement du nombre de Reynolds $Re = 40000$, à l'aide du code informatique ANSYS CFX et la méthode des volumes finis est utilisée pour résoudre l'équation directrice.

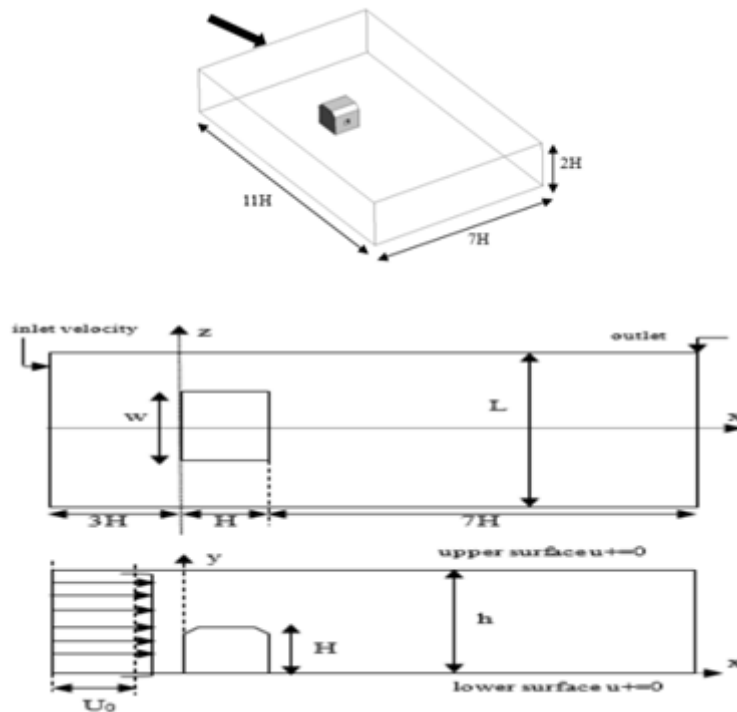


Figure I-25 : La géométrie du domaine de calcul

I-5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons cité plusieurs études bibliographiques liées à la modélisation numérique des structures d'écoulement vortex autour d'obstacles de formes variées. Dans ce qui suit, nous aborderons la définition des équations hydrodynamiques et la Modélisation Mathématique.

Chapitre II :

Formulation mathématique

II-1 Introduction

La turbulence est l'état d'un fluide dont l'écoulement est irrégulier tel qu'en tout point de l'espace la vitesse varie aléatoirement. Chacun peut observer dans sa vie de tous les jours, que les mouvements des fluides sont en fait complexes, désordonnés, bref... turbulents. Il est en fait très rare d'observer un écoulement complètement régulier, et souvent on pense que les écoulements réels sont désordonnés car les forçages qui leur ont donné naissance le sont, ou que les conditions extérieures sont mal contrôlées ou complexes : c'est faux. Les écoulements sont turbulents et imprévisibles par nature. Dans une expérience de laboratoire bien contrôlée (Figure II-1) on observe que l'écoulement autour d'un obstacle subissant un forçage stationnaire (profil des vitesses amont indépendant du temps) transitera irrémédiablement vers un écoulement désordonné dépendant du temps, au-dessus d'une certaine valeur de la vitesse U .

La réponse instationnaire à une excitation stationnaire témoigne du caractère non-linéaire de la dynamique des fluides. On dispose de l'équation de la dynamique des fluides, on connaît le terme non-linéaire mais la non-unicité des solutions ne donne aucun espoir de tentative de recherche de solutions analytiques dans des cas réels. D'ailleurs, d'un point de vue mathématique, cette équation n'a toujours pas livré tous ses mystères.

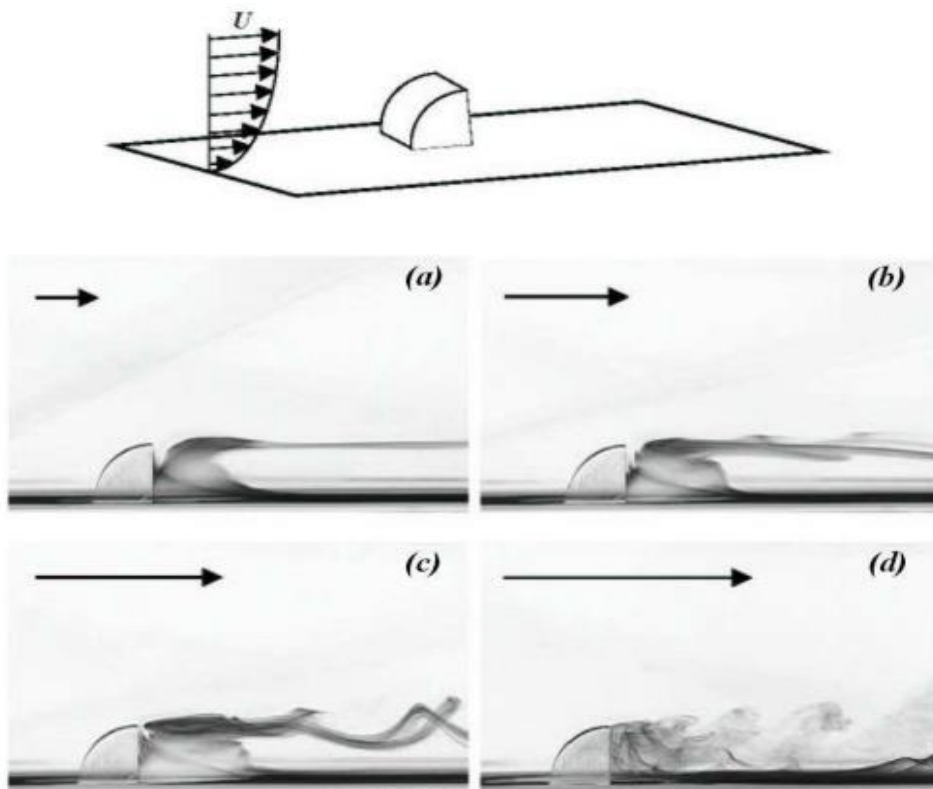


Figure II-1 : Changement de structure de l'écoulement en fonction de la vitesse U .
Sillage stationnaire (a)./ Sillage instationnaire périodique (b) et (c)./ Sillage turbulent (d).

II-2 Equations gouvernantes :

Le mouvement des fluides est décrit par la conservation des équations de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Ces équations sont souvent simplifiées à l'aide d'hypothèses appropriées. L'équation de conservation de l'énergie n'est requise que lorsque le transfert de chaleur est pris en compte.

II-2-1 Equation de conservation de la masse:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II-1})$$

$$\text{Ou } \frac{d\rho}{dt} + \left(\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} \right) = 0 \quad (\text{II-2})$$

II-2-2 Equation de conservation de l'énergie :

L'équation de conservation d'énergie s'écrit:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{\rho C_P} \left[\lambda_t \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \Phi \right] \quad (\text{II-3})$$

Par indices :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho C_P} \left(\lambda_t \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j} + \Phi \right) \quad (\text{II-4})$$

Φ est la dissipation visqueuse (due au frottement) à l'intérieur de fluide, donnée par :

$$\Phi = \sigma_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (\text{II-5})$$

Où σ_{ij} est le tenseur des contraintes visqueuses du fluide, ayant par expression :

$$\sigma_{ij} = \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \quad (\text{II-6})$$

δ_{ij} est le symbole de Kronecker : Si $i = j$; $\delta_{ij} = 1$

Si $i \neq j$; $\delta_{ij} = 0$

II-2-3 Equation de quantité de mouvement :

L'équation de conservation de la quantité de mouvement sans forces de volume s'écrit :

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + u \frac{\partial \vec{V}}{\partial x} + v \frac{\partial \vec{V}}{\partial y} + w \frac{\partial \vec{V}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \overrightarrow{\text{grad}} P + \nu \nabla^2 \vec{V} \quad (\text{II-7})$$

La projection de cette équation suivant les différents axes donne :

Suivant x :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II-8})$$

Suivant y :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II-9})$$

Suivant z :

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II-10})$$

Ou bien sous forme indicielle :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{II-11})$$

Les équations de continuité, de conservation de quantité de mouvement et de l'énergie couplées avec l'équation d'état qui fait l'accouplement entre la pression P , la masse volumique ρ , et la température T :

$P=\rho rT$ forme un système d'équations exactes qui peuvent être résolues dans les écoulements laminaires et donnent des résultats exactes.

II-3 Décomposition de Reynolds [20]

Le traitement de l'écoulement turbulent par des outils statistiques fut introduit par Osborne Reynolds en 1895, dont le principe consiste à décomposer chaque variable associée à un champ turbulent comme la somme de sa moyenne et de sa fluctuation selon l'équation

$$f(t) = \bar{f} + f'(t) \quad (\text{II-12})$$

$$\bar{f} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} f(t) dt \quad (\text{II-13})$$

\bar{f} c'est la partie moyenne et f' c'est la partie fluctuante, et Δt est un intervalle de temps suffisamment grand pour donner une valeur moyenne correcte de \bar{f}

II-3-1 Règles de Reynolds :

Dans un écoulement turbulent, le mouvement des particules reste instationnaire, même avec des conditions aux limites stationnaires.

L'introduction de la décomposition de Reynolds dans les équations de Navier Stokes conduit aux équations de Navier Stokes moyennées appelées RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes Equations) obtenues en servant des relations mathématiques suivantes :

$$\left. \begin{array}{l} \overline{f + g} = \bar{f} + \bar{g} \\ \overline{f'} = \overline{g'} = 0 \\ \overline{\alpha f} = \alpha \bar{f} \\ \overline{fg} = \bar{f} \bar{g} \\ \overline{\frac{\partial f}{\partial x_i}} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i} \\ \overline{\frac{\partial f}{\partial t}} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} \end{array} \right\} \quad (\text{II-14})$$

II-3-2 Tensions de Reynolds :

Le fonctionnement des règles de Reynolds signifie que la moyenne de chaque équation est calculée à l'aide des équations de Reynolds :

$$u_i(x, t) = \bar{u}_i(x) + u_i'(x, t) \quad (\text{II-15})$$

$$P(x, t) = \bar{P}(x) + P'(x, t) \quad (\text{II-16})$$

$$T(x, t) = \bar{T}(x) + T'(x, t) \quad (\text{II-17})$$

Cette décomposition permet de distinguer l'écoulement moyen de l'écoulement fluctuant.

II-4 Equations moyennées

II-4-1 Equation de continuité :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{U_i + u'_i}) = 0 \quad (\text{II-18})$$

Après développement, on obtient :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II-19})$$

II-4-2 Equations de mouvement :

$$\frac{\partial (\overline{U_i + u'_i})}{\partial t} + (\overline{U_j + u'_j}) \frac{\partial (\overline{U_i + u'_i})}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (\overline{P + P'})}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 (\overline{U_i + u'_i})}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{II-20})$$

Après simplification, on obtient :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (\text{II-21})$$

Ou bien :

$$\rho \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (\text{II-22})$$

II-4-3 Equation d'énergie :

$$\frac{\partial(\overline{T + T'})}{\partial t} + (\overline{U_j + u'_j}) \frac{\partial(\overline{T + T'})}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho C_P} \left(\frac{\lambda_t \partial^2(\overline{T + T'})}{\partial x_j \partial x_j} + \Phi \right) \quad (\text{II-23})$$

Après simplification, on obtient:

$$\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu}{\text{Pr}} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right) \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{\rho C_P} \Phi \quad (\text{II-24})$$

Pr_t et μ_t sont respectivement le nombre de Prandtl turbulent et la viscosité turbulente.

Les équations (II-18) et (II-22) sont les équations de Reynolds.

Le tenseur des contraintes de Reynolds est présenté par le terme :

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j} \quad (\text{II-25})$$

Pour prendre en considération la turbulence lors d'un mouvement moyen, il faut ajouter aux contraintes liées aux vitesses moyennes, les contraintes τ_{ij} liées à l'agitation turbulente : contraintes de Reynolds (1895). Les équations de mouvement moyen ne sont plus fermées et pour caractériser le tenseur des contraintes turbulentes (II-25), il faudrait connaître de façon précise les propriétés du mouvement d'agitation. C'est l'objet de nombreux travaux fondés sur des considérations statistiques, où $u'(\vec{x}, t)$ est considérée comme une fonction aléatoire de la position \vec{x} et du temps t .

II-5 Hypothèse de Boussinesq (Concept de la viscosité turbulente)

Pour modéliser directement les équations de transport sans résoudre pour chaque composante du tenseur de Reynolds, on choisira la meilleure estimation connue et la meilleure estimation basée sur l'hypothèse de Boussinesq (1877). [21]

Les contraintes de Reynolds peuvent donc s'exprimer par la relation :

$$\tau_{ij} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} - 2\nu_t S_{ij} \quad (\text{II-26})$$

Le premier terme est isotrope, alors que le deuxième, reliant linéairement τ_{ij} au tenseur du taux de déformation S_{ij} , est symétrique. Le coefficient de proportionnalité ν_t désigne la viscosité turbulente.

Cette hypothèse consiste à exprimer le tenseur des contraintes de Reynolds par analogie avec le tenseur des contraintes visqueuses τ et le tenseur de déformation.

II-6 Conditions aux limites

La résolution de problèmes de mécanique des fluides n'est possible que lorsque des conditions aux limites sont appliquées conjointement aux limites du domaine d'étude (entrée, sortie, etc.) et aux variables à la frontière (vitesse, pression, etc.). [21] Ces conditions sont liées aux degrés des équations différentielles, et dans notre cas les conditions sont résumées dans le tableau suivant :

Tableau II.1 : Les conditions aux Limites [21]

Les frontières	La condition
Frontière gauche	Vitesse d'entrée
Frontière supérieur	Vitesse d'entrée
Frontière inférieur	Vitesse d'entrée
Frontière droite	Sortie
Cylindre	Obstacle

II-7 Modèles de turbulence

Il existe une grande variété de modèles de turbulence. On distingue en général les différentes méthodes de fermeture en fonction de leur complexité relative. Les modèles les plus simples utilisent des relations purement algébriques pour spécifier les contraintes turbulentes. Ces modèles s'appuient sur le concept de viscosité turbulente, dont la détermination est effectuée à l'aide de formules empiriques simples (modèles de Goertler, Prandtl, Cebeci-Smith,...).

Les modèles à une équation calculent une équation de transport turbulent, généralement l'énergie cinétique de turbulence. Il s'agit techniquement de l'énergie cinétique turbulente spécifique, bien qu'elle soit généralement appelée énergie cinétique de turbulence. Un modèle d'équation est incomplet car il relie normalement l'échelle de longueur de la turbulence à un paramètre d'écoulement. Le modèle original à une équation a été développé par Prandtl en 1945. [22]

Les modèles à deux équations de transport, fournissant un système fermé, constituent le système complet le plus simple utilisé dans les modélisations CFD. Ils se présentent sous la forme de deux équations : l'une pour l'énergie cinétique de turbulence spécifique et l'autre, pour l'énergie de dissipation, est liée à l'échelle de longueur de la turbulence.

Les modèles précédents s'appuient tous sur la notion de viscosité turbulente. Ce concept est mis en défaut dans divers types d'écoulements, ce qui conduit à spécifier les contraintes de Reynolds à l'aide d'un système complet d'équations de transport. On parle alors de modèles de second ordre ou modèles RSM « Reynolds Stress Model ». Il existe aussi des modèles intermédiaires qui utilisent deux équations de transport et un ensemble de relations algébriques pour calculer les éléments du tenseur de Reynolds.

L'objectif de ces modèles de turbulence pour les équations RANS, est de calculer les tensions de Reynolds, qui peuvent être faites par les trois principales du modèle RANS. [20]

II-7-1 Modèles à zéro équation : Modèles algébriques :

Ces modèles ne font appel à aucune équation de transport de la turbulence. Ce type de modèles est surtout destiné aux écoulements où il n'y a qu'un seul gradient de vitesse significatif qui est normal à la direction de l'écoulement, comme c'est le cas par exemple de l'écoulement de couche limite. Le modèle algébrique le plus connu est celui proposé par Prandtl (1925) dit de « longueur de mélange » qui consiste à représenter l'échelle de vitesse V comme étant : le produit du gradient de vitesse prépondérant, soit :

$\left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right|$, et de l'échelle de longueur qui est la longueur de mélange l_m , Ce qui conduit à une vitesse caractéristique de la forme :

$$V = l_m \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad (\text{II-27})$$

D'où, l'expression de la viscosité turbulente :

$$\mu_t = (\text{cons.}) \rho l_m^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad (\text{II-28})$$

La longueur de mélange l_m est introduite par analogie au libre parcours moyen rencontré dans la théorie cinétique des gaz. Ainsi, on peut dire que c'est le libre parcours moyen des petits tourbillons. Elle est déterminée par des relations empiriques allant d'une simple relation linéaire à des expressions plus complexes selon le type d'écoulement étudié.

Ci-dessous, quelques relations donnant la longueur de mélange pour certains écoulements :

- Écoulement parallèle à une paroi plane : $l_m = 0.41 y$
- Écoulement en conduite :

$$\frac{l_m}{R} = 0.14 - 0.08 \left(1 - \frac{y}{R}\right)^2 - \left(1 - \frac{y}{R}\right)^4 \quad (\text{II-29})$$

Avec : R rayon de la conduite et y la distance à la paroi

- Jet : a) Plan : $l_m = 0.09 \delta_{0.5}$; b) Rond : $l_m = 0.075 \delta_{0.5}$

Avec : $\delta_{0.5}$ épaisseur de vitesse moitié (distance à l'axe) où : $U(x, \delta) = 0.5 U(x, 0)$

D'autres types de relations sont aussi proposés dans la littérature pour le cas d'écoulement de couche limite se développant dans un écoulement turbulent sur une plaque plane.

L'inconvénient pour ce type de modèle est qu'il est limité aux écoulements simples et ne peut être utilisé pour les écoulements avec recirculation, par exemple, et en plus la distribution de l_m n'est pas universelle même pour des écoulements simples. Ainsi, les modèles de turbulence basés sur cette notion n'ont pas un degré de généralité élevé.

II-7-2 Modèles à une équation :

Afin de mieux prendre en compte l'effet de transport et l'historique de l'écoulement turbulent, on préfère généralement se tourner vers les modèles qui consistent à résoudre les équations de transport des quantités caractérisant la turbulence.

La viscosité turbulente ν_t qui apparaît dans la relation de Boussinesq en est la première de ces quantités. On s'intéresse alors à la construction d'une équation de transport pour la viscosité turbulente.

C'est le cas du modèle à une équation de Spalart-Allmaras. L'équation de transport est établie sous des hypothèses empiriques et des analyses dimensionnelles. Ce modèle requière une certaine finesse pour capturer un champ de gradient de vitesse avec un modèle algébrique. Le modèle à une équation de Spalart-Allmaras est largement utilisé dans les applications de l'industrie aérospatiale

L'énergie cinétique de la turbulence k est l'autre quantité turbulente, étant donné qu'elle représente la mesure de l'intensité des fluctuations, dont une équation de transport est introduite dans ce type de modèles. Pour cela, on remplace dans l'expression de la viscosité turbulente l'échelle de vitesse par la racine carrée de k

La viscosité turbulente est définie dans ce cas par :

$$\mu_t = (\text{const.}) \rho k^{1/2} l_m \quad (\text{II-30})$$

De la même manière que pour le modèle algébrique de Prandtl, l_m est déterminé par des expressions algébriques. Pour fermer le système d'équations, on construit l'équation de transport de k à partir des équations de Navier-Stokes. On obtient ainsi **le modèle à une équation k- l_m** .

La difficulté des modèles à une équation et du modèle de la longueur de mélange réside surtout dans la description de l_m .

II-7-3 Modèles à deux équations :

La difficulté de trouver des expressions algébriques universelles pour l'échelle de longueur L d'une part et, d'autre part, parce qu'une longueur caractéristique de l'écoulement est sujette aux processus de transport et à l'historique de cet écoulement, ceci amène à introduire une équation de transport supplémentaire d'une grandeur turbulente qui sera liée à l'échelle de longueur L .

II-7-3-1 Modèle k- ϵ :

La grandeur turbulente liée à L la plus largement adoptée et pour laquelle une équation de transport peut être construite, est le taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence ϵ , **On** a dans ce cas :

➤ L'échelle de longueur définie par :

$$L = \frac{k^{3/2}}{\epsilon} \quad (\text{II-31})$$

➤ L'échelle de vitesse est définie par :

$$V = k^{1/2} \quad (\text{II-32})$$

La viscosité turbulente est alors :

$$\mu_t = c_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II-33})$$

C'est la relation de Kolmogorov-Prandtl, c_μ est une constante empirique.

La grandeur ε , appelée taux de dissipation de l'énergie cinétique, est définie par l'expression:

$$\rho \varepsilon = \mu \overline{\frac{\partial w_i}{\partial x_i} \frac{\partial w_j}{\partial x_j}} \quad (\text{II-34})$$

Le modèle **k-ε** conçu par **B. E Launder** et **D. B Spalding(1972)** est devenu le plus populaire des modèles de turbulence pour sa simplicité et la possibilité de l'utiliser pour différents types d'écoulement.

Néanmoins, ce modèle présente, sous sa version standard, un défaut majeur au voisinage des parois : il ne prédit pas correctement cette zone en raison des faibles intensités turbulentes qui la caractérisent. Une version améliorée a été introduite plus tard corrigeant cet inconvénient par l'utilisation des « lois de paroi » permettant de bien simuler la zone proche paroi qui aussi une zone de faibles nombres de Reynolds (**Low-Re**).

II-7-3-2 Modèle k-ω :

Le premier modèle de turbulence à deux-équations est celui proposé par Kolmogorov (1942). Ce modèle, qui est connu sous le nom de modèle **k-ω**, fait intervenir une équation de transport de la fréquence ω en plus de celle de **k**. On peut définir la fréquence ω par le rapport entre **k** et ε . Une version plus élaborée de ce modèle par le traitement de la zone proche paroi a été mise en œuvre plus tard par Wilcox (1988). Malgré que le modèle **k-ω** n'est pas très populaire comme l'est le modèle **k-ε**, il possède plusieurs avantages :

- des performances bonnes pour les écoulements transitoires et ceux avec recirculations.
- très stable numériquement et converge rapidement par rapport au modèle **k-ε**.
- moins compliquée et plus économique en temps, notamment sa version **low-Re**, pour le traitement du voisinage de paroi, par rapport au modèle **k-ε** avec lois de paroi étant donné qu'elle ne fait pas appel au calcul de distance à la paroi (Y^+) et d'autres grandeurs aussi.

➤ Le principal inconvénient du modèle **k-ω** est qu'il est très sensible à la condition aux limites sur ω sur les frontières libre dans le cas des écoulements cisailés libres.

On peut dire, en résumé, que le modèle **k-ε** prédit bien loin des parois et le modèle **k-ω** prédit bien proche des parois. Une combinaison des deux modèles a permis d'introduire un nouveau modèle dit SST (Shear Stress Transport).

II-7-3-3 Modèle SST $k-\omega$:

Le modèle $k-\omega$ Shear-Stress Transport (SST) combine la force et la précision des modèles standard $k-\omega$ et $k-\epsilon$ et adapte le terme de contrainte de cisaillement au modèle Johnson-King. Il fonctionne très bien dans les régions de sous-couches visqueuses et de paroi éloignée. Ceci est accompli par l'ajout de fonctions de mélange qui sont nulles loin de la frontière résultant en un modèle de type $k-\epsilon$ et une à l'intérieur de la couche limite résultant en un modèle $k-\omega$. [20]

Les équations de transport pour le modèle $k-\omega$ SST sont:

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tilde{P}_k - \rho C_\mu \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (\text{II-35})$$

Dissipation spécifique :

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = 2\alpha\rho S_{ij} S_{ij} - \beta\rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu_t + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1-F_1)\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (\text{II-36})$$

La fonction F_1 est définie par :

$$F_1 = \tanh \left\{ \left[\min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{C_\mu \omega L}, \frac{500\nu}{L^2 \omega} \right) \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} L^2} \right] \right]^4 \right\} \quad (\text{II-37})$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right) \quad (\text{II-38})$$

La viscosité turbulente est donnée par la relation :

$$\nu_t = \frac{\alpha_1 k}{\max(\alpha_1 \omega, \sqrt{2} S_{ij} F_2)} \quad (\text{II-39})$$

La deuxième fonction de mélange F_2 est définie par :

$$F_2 = \tanh \left[\left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{C_\mu \omega L}, \frac{500\nu}{L\omega^2} \right) \right]^2 \right] \quad (\text{II-40})$$

Pour éviter l'accumulation de la turbulence dans des régions de stagnation une production limitée est utilisée : $\tilde{P}_k = \min (P_k, 10.C_\mu \rho k \omega)$ (II-41)

$$P_k = \mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II-42})$$

Les constantes de modèle sont calculées en utilisant la fonction de mélange F_1 :

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (\text{II-43})$$

Les valeurs des constantes de ce modèle sont dans le tableau suivant :

Tableau II-2 : Coefficients empiriques du modèle SST $k-\omega$.

σ_{k1}	σ_{k2}	C_μ	$\sigma_{\omega1}$	$\sigma_{\omega2}$	α_1	α_2	β_2
0.85	1.0	0.09	0.5	0.856	5/9	0.44	0.0828

Ce modèle est principalement conseillé dans des situations où le fluide subit des changements brusques de contraintes, c'est le cas par exemple pour des écoulements sur des surfaces courbées ou lors de séparation de couches limites

II-8 Conclusion

On a ainsi obtenu un modèle mathématique par l'application des principes de conservation (masse-quantité de mouvement), cela dit ce dernier est une généralisation des équations différentielles incompressibles de Navier Stokes constituant ainsi un système tridimensionnel avec trois dimensions spatiales et une temporelle d'un écoulement en régime non permanent dans des canaux non prismatiques. Ce système d'équations aux dérivées partielles du type hyperbolique, non linéaire, a rarement une solution théorique, d'où le recours et l'orientation vers une simulation via un logiciel spécifique possédant ces équations comme une application prédéfinie afin de simplifier le système régissant le mouvement de l'écoulement dans le but d'une résolution numérique.

Chapitre III :

Logiciel ANSYS-CFX

III-1 Introduction

Les simulations numériques ont un rôle important à jouer dans les problèmes d'ingénierie, ce qui en fait un outil essentiel pour étudier et prédire la turbulence dans la perspective d'applications de plus en plus complexes. Avec le développement rapide des ordinateurs et le développement des méthodes numériques, Il est possible d'effectuer des calculs d'écoulement tridimensionnel dans de nombreuses configurations et d'appréhender de nombreux phénomènes physiques, dont les écoulements turbulents.

Dans ce travail, la simulation numérique a été réalisée à l'aide d'un code de calcul :

ANSYS-CFX 17.0

III-2 Structure du code ANSYS CFX :

Le logiciel ANSYS CFX est une technologie de résolution avancée hautes performances utilisée notamment dans le domaine de la CFD, en tant qu'application de solution à grand débit, il nous permet de fournir des résultats de solution très précis, fiables, robustes et rapides. (Figure III-1)

Un logiciel permettant la réalisation de la géométrie et du réseau est nécessaire pour effectuer l'analyse CFD.

CFX a plusieurs caractéristiques qui en font un excellent investissement :

- Analyste avancé fiable et puissant.
- Intégration complète dans la définition du problème, son analyse et la présentation des résultats.
- Débogage intuitif et interactif à l'aide de menus et de graphiques avancés.

Le **CFX** dans la version ou le code **17.0**, est divisé en 4 modules : [20]

- **ICEM-CFD ; CFX-pre ; CFX-solver ; CFX-post**

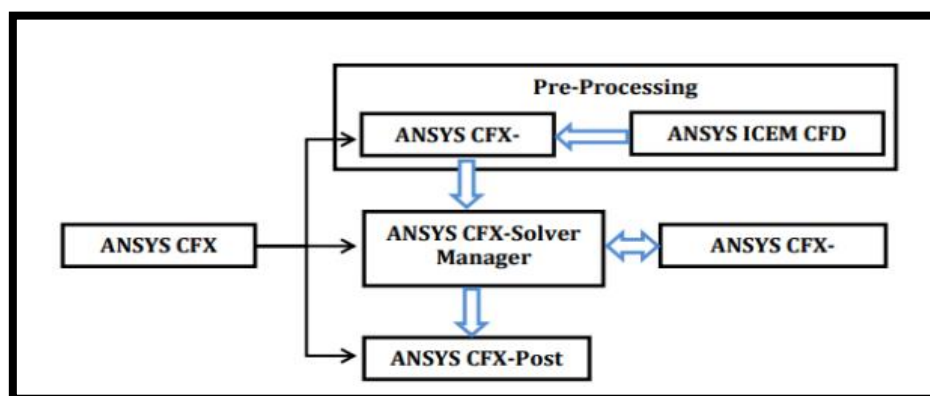


Figure III-1 : Structure du code ANSYS-CFX

III-2-1 ICEM-CFD :

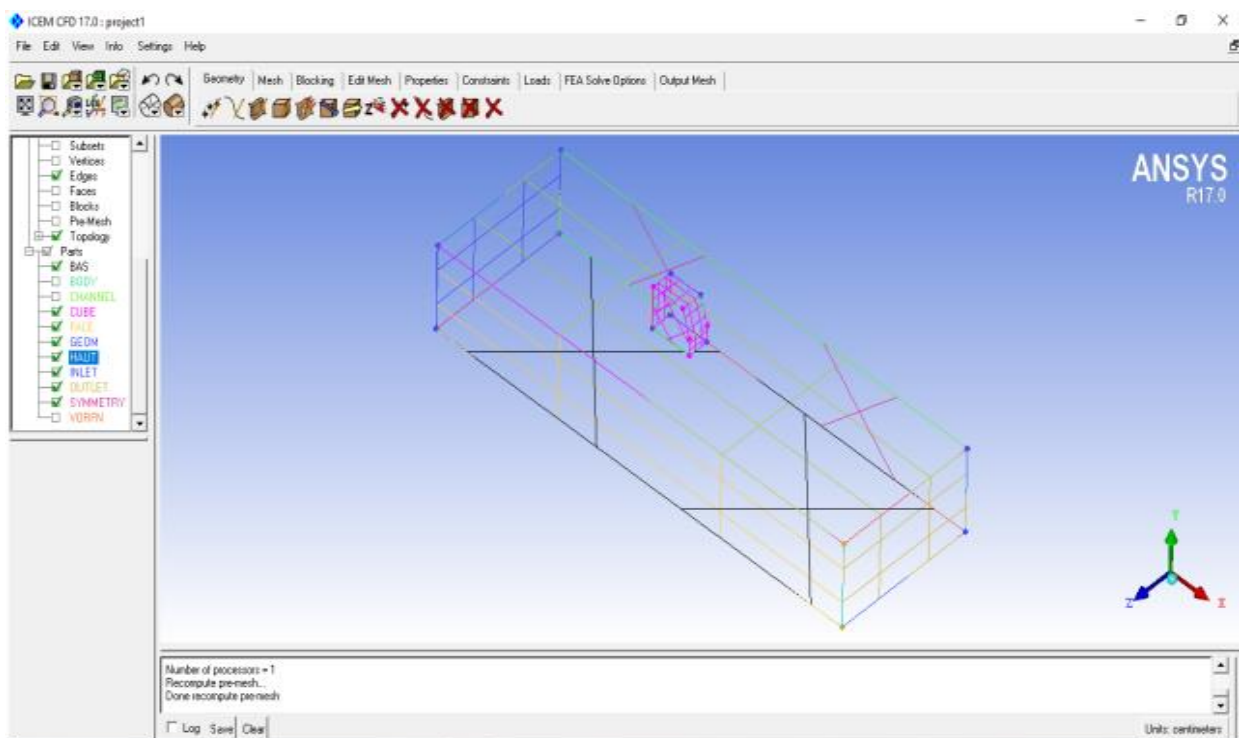
ICEM CFD est un logiciel utilisé comme CAO (Conception Assistée par Ordinateur) pour générer une géométrie et créer un maillage au code ANSYS 17.0. Il permet de créer des réseaux structurés ou non structurés.

Ce module peut vous aider à créer facilement une configuration technique et un réseau pour le problème que vous recherchez. L'un de ses avantages est sa simplicité et sa puissance en termes de perception de formes géométriques complexes. ICEM CFD utilise des structures monoblocs ou multi-pièces pour créer des réseaux, en fonction de la géométrie. Il permet la génération de réseaux tétraédriques et hexaédriques.

III-2-1-1 Création de la géométrie :

Le module ICEM CFD ANSYS a une grande capacité à réaliser ou acquérir des géométries complexes, et dispose de barres d'outils de traitement pour répondre aux exigences de création de géométries.

La création de la géométrie est la première étape de notre simulation. Il est créé en regroupant des formes élémentaires : points, lignes, surfaces et volumes (Fig. III-2).



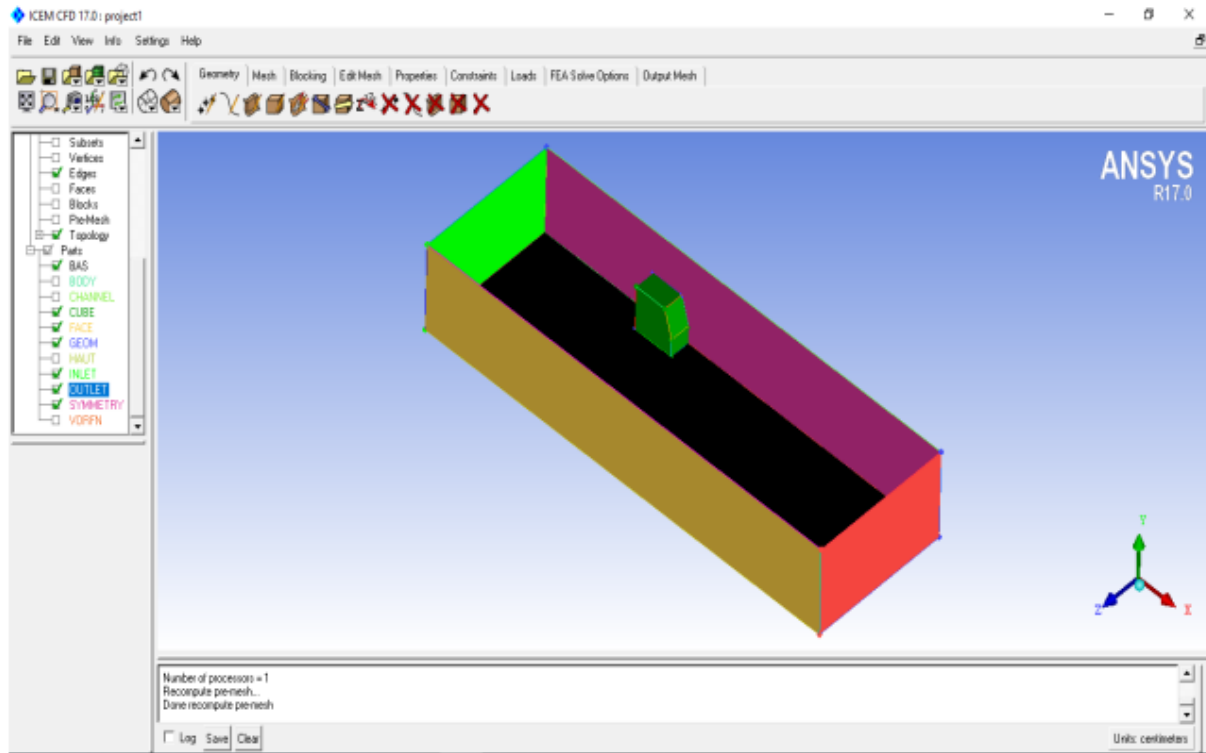


Figure III-2 : Géométrie du domaine de calcul réalisée à l'aide d'ICEM CFD 17

III-2-1-2 Maillage (CFX-Mesh) :

La création du réseau est la deuxième et la plus importante étape de notre simulation.

Le module ICEM CFD permet la création de réseaux structurés, non structurés, multiblocs et hybrides avec différentes géométries de cellules.

Le réseau dépend de la géométrie du problème à résoudre. CFX nous propose deux types de maillage tétraédrique et hexaédrique

- Grille tétraédrique : une grille semi-automatique facile à créer en quelques étapes
- Grille hexagonale : peut être difficile à créer et nécessite de nombreuses étapes intermédiaires, notamment la projection de surfaces, de courbes et de points.

Pour les écoulements turbulents, il est possible de corréliser précisément la zone proche de la paroi et de calculer tous les paramètres de cette zone grâce à ce logiciel.

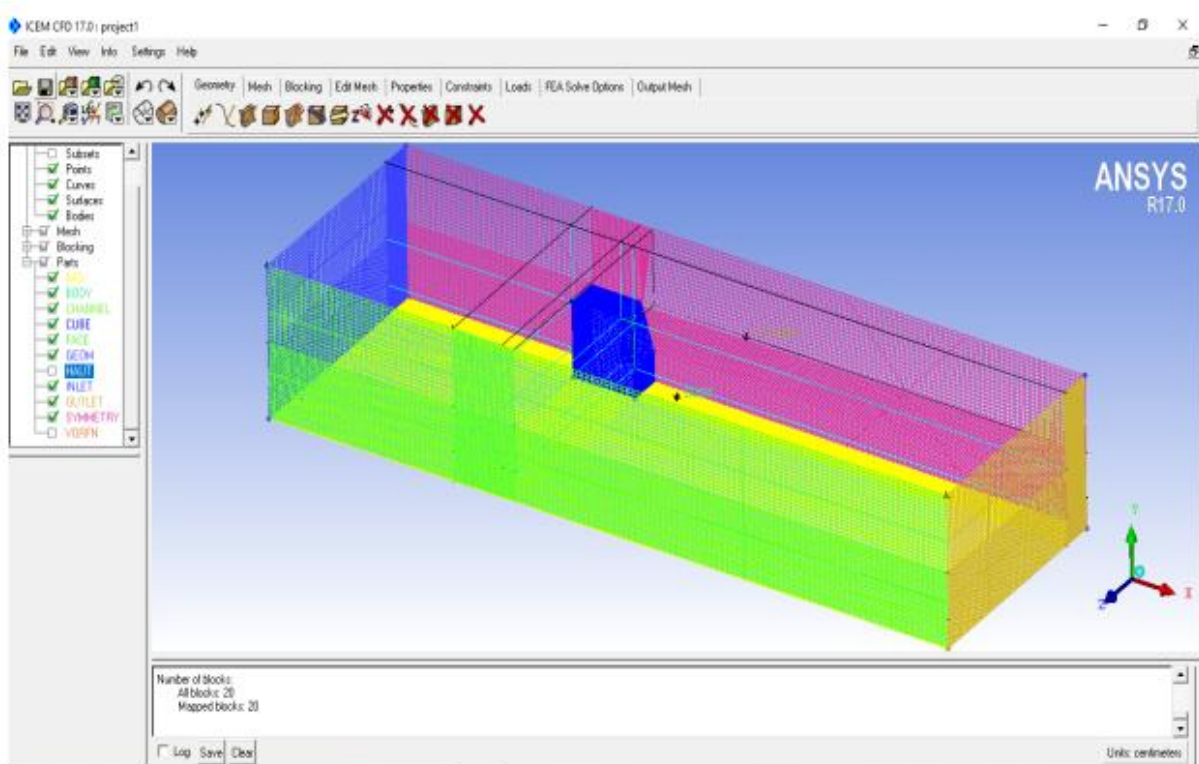


Figure III-3 : Maillage du domaine d'étude avec ICEM CFD 17

III-2-2 CFX-Pre :

CFX-Pre fournit une interface moderne, cohérente et intuitive pour identifier les problèmes CFD complexes. CFX-Pre peut lire plusieurs grilles à partir d'une variété de sources. L'utilisateur est guidé dans l'identification physique en se déplaçant le long de la barre d'outils "Identifier", qui présente les principales étapes de l'identification d'un problème. La création et la modification d'objets physiques sont présentées via une interface utilisateur avec des panneaux à onglets qui permettent d'accéder facilement aux détails du modèle. L'évolution de la définition du problème est affichée dans le sélecteur d'objets, qui affiche les principaux objets pouvant être sélectionnés pour atteindre n'importe quelle étape de la définition du problème. Les erreurs qui se produisent lors de la définition ou de la modification d'un problème sont affichées à l'aide d'un code couleur dans le sélecteur d'objet ou par le biais de messages descriptifs dans le panneau de messages réel. Une fois la définition du problème terminée, vous devez exporter un fichier de définition (*.def) vers le module CFX-Solver pour obtenir une solution au problème. [23]

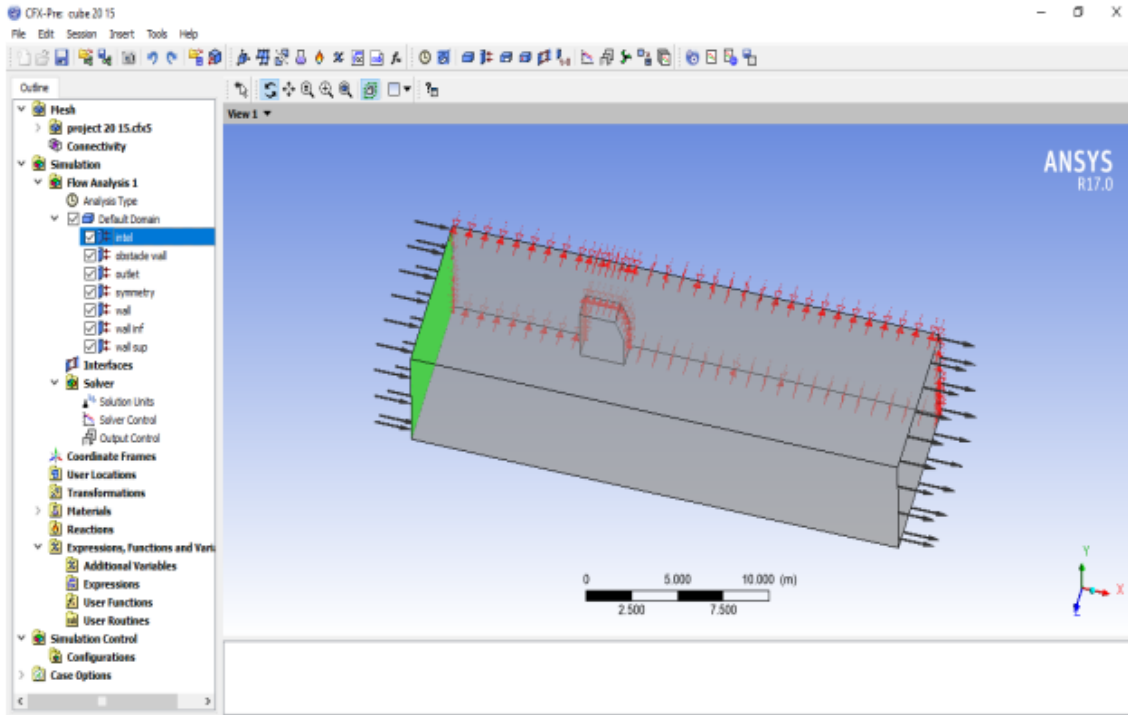


Figure III-4 :Présentation des conditions aux limites dans le logiciel CFX Pre.

III-2-3 CFX-Solver :

Il permet de résoudre des équations hydrodynamiques pour modéliser le problème physique étudié. Toutes les spécifications de problèmes produites dans le module CFX-Pre sont résolues par le CFX Solver pour une erreur bien définie ou un nombre maximum d'itérations. Tous les résultats sont stockés dans un fichier (*.res)

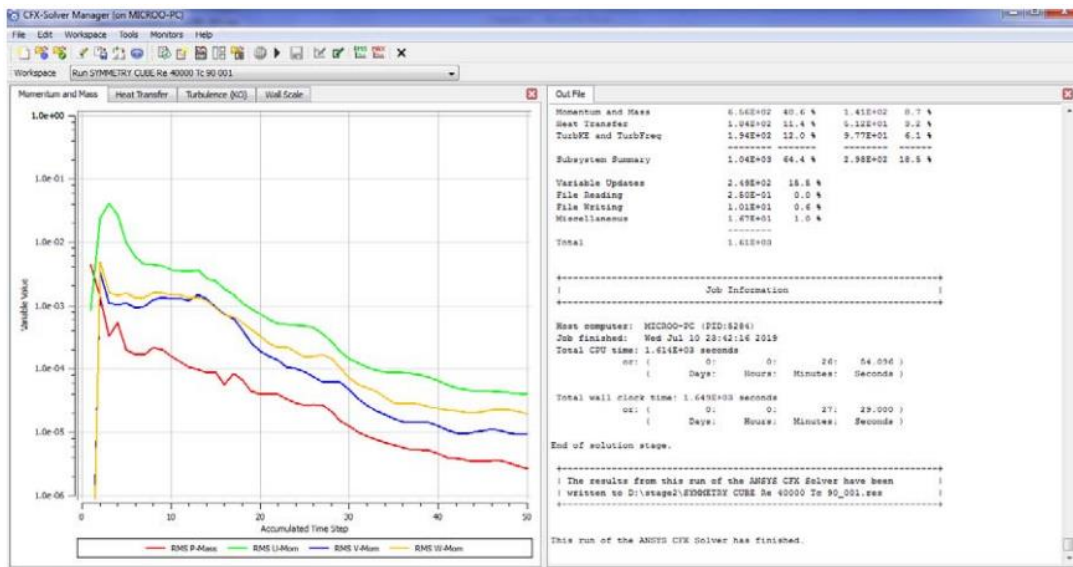


Figure III-5 : Exemple de contrôle de convergence lors d'un calcul sous CFX_Solver.

CFX-Solver Manager : Fournit une interface graphique à CFX-Solver afin de fournir des informations sur le développement de la solution et un moyen simple de la commander.

Ces fonctions principales sont :

- Pointez sur les dossiers d'entrée du solveur CFX ;
- démarrer ou arrêter la simulation avec le solveur CFX ;
- Modifier un paramètre spécifique dans le profil.
- surveiller la progression de la solution avec le solveur CFX ;
- Lancer d'autres simulateurs en parallèle

III-2-4 CFX-Post :

Il est conçu pour permettre une visualisation facile et une manipulation quantitative des résultats de simulation. Il contient des outils graphiques très puissants qui permettent de visualiser et d'analyser les résultats sous forme de :

- Simplification, champ vitesse
- Affichage de divers paramètres définis par l'utilisateur
- Définir et calculer de nouvelles variables
- Exporter les résultats dans un format différent, pour suivre l'évolution des variables avec d'autres programmes graphiques [23]

III-3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons donné un aperçu du logiciel ANSYS CFX, de la géométrie et du réseau pour les simulations numériques, dont les résultats seront décrits dans le chapitre suivant.

Chapitre IV :

Résultats et interprétations

IV-1 Introduction

On discute dans ce chapitre des résultats de simulation numérique obtenus à l'aide du code de calcul ANSYS CFX, qui est basé sur la méthode des volumes finis pour la résolution d'équations.

Nous étudions le comportement dynamique d'un écoulement turbulent dans un canal rectangulaire turbulent avec un obstacle, et les lignes de courant, les profils de vitesse, la pression, l'énergie cinétique de turbulence, avec les différentes formes de l'obstacle.

IV-2 Géométrie

Dans ce travail, nous avons étudié quatre formes d'obstacles (un cube simple, un cube avec un sommet incliné d'un seul côté, un cube à deux sommets inclinés, et un cube à deux sommets inclinés avec un creux). Figure IV-1.

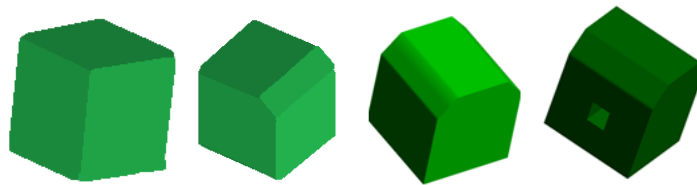


Figure IV-1 : Différents modèles de l'obstacle.

La géométrie étudiée est schématisée dans les figures IV-2 et IV-3

Pour la première forme (cube simple), cela correspond à ce qu'il a étudié expérimentalement Martunizzi et Tropea [29], il s'agit d'un obstacle de hauteur H disposé sur la paroi inférieure d'un canal de hauteur $h=2H$ et de longueur L .

IV-3 Conditions aux limites

Pour nos différentes simulations, nous avons imposé les conditions aux limites suivantes, voir Figure IV-2 et le tableau IV-1 :

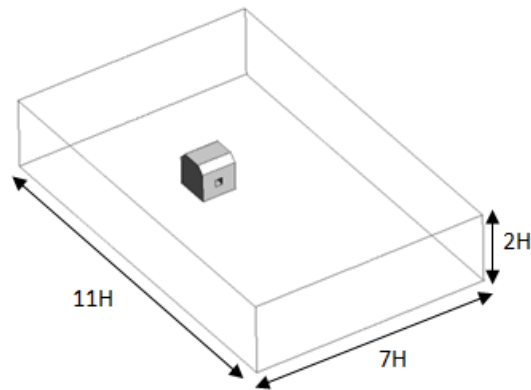


Figure IV-2 : Domaine de calcul.

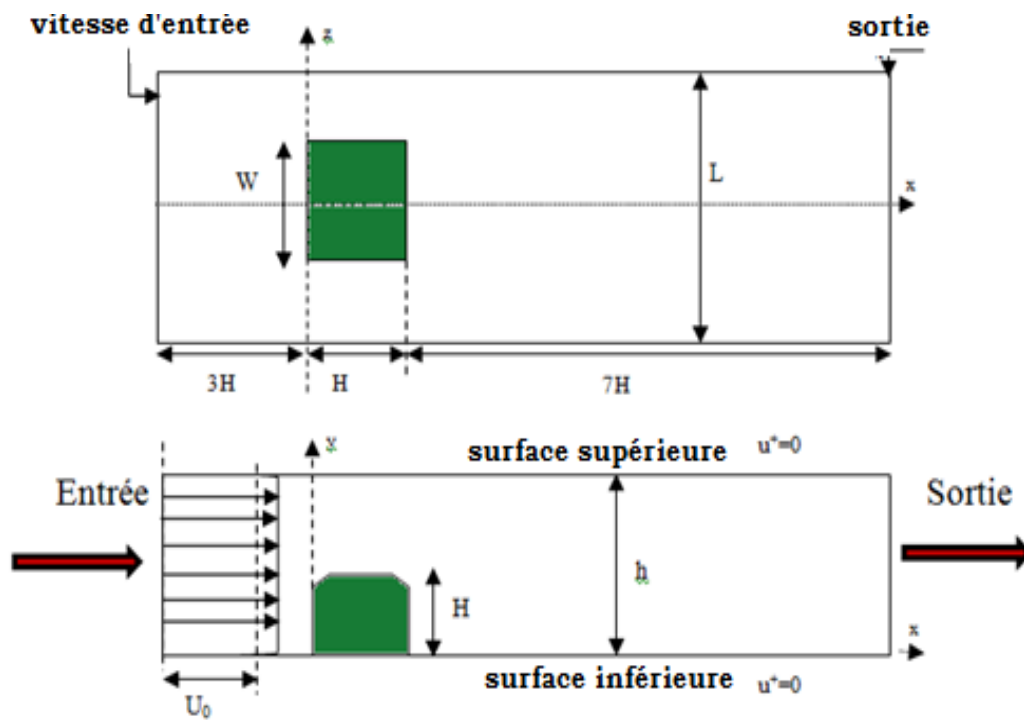


Figure IV-3 : Géométrie et conditions aux limites

- U_0 : la vitesse à l'entrée du canal
- P_{out} : pression de sortie imposée a la sortie du canal ; $P_{out} = 0$
- Conditions de non glissement sur les parois du canal
- La vitesse d'entrée est calculée à partir du nombre de Reynolds défini par :

$$Re_h = U_0 h / \nu.$$

- Les données géométriques sont : $H = 25$ mm, $h = 2H = 50$ mm,

Tableau IV-1 : Dimensions du domaine de calcul et conditions aux limites

La hauteur du canal (h)	2H= 50 mm
La hauteur du cube (H)	25 mm
Largeur du canal (L_z)	7H= 175 mm
Longueur du canal (L_x)	11H= 275 mm
La vitesse d'entrée moyenne (U_b)	12.36 m/s
Nombre de Reynolds basé sur la hauteur du canal et la vitesse d'entrée (Re_h)	40000

La structure de la grille de maillage est présentée sur la **figure IV-4** ; elle est obtenue à l'aide du générateur **ICEM.CFD** en utilisant des éléments hexaédriques et un raffinement au voisinage des parois et de l'obstacle. Rappelons que seule la moitié du domaine a été exploitée (symétrie du problème selon l'axe 0z).

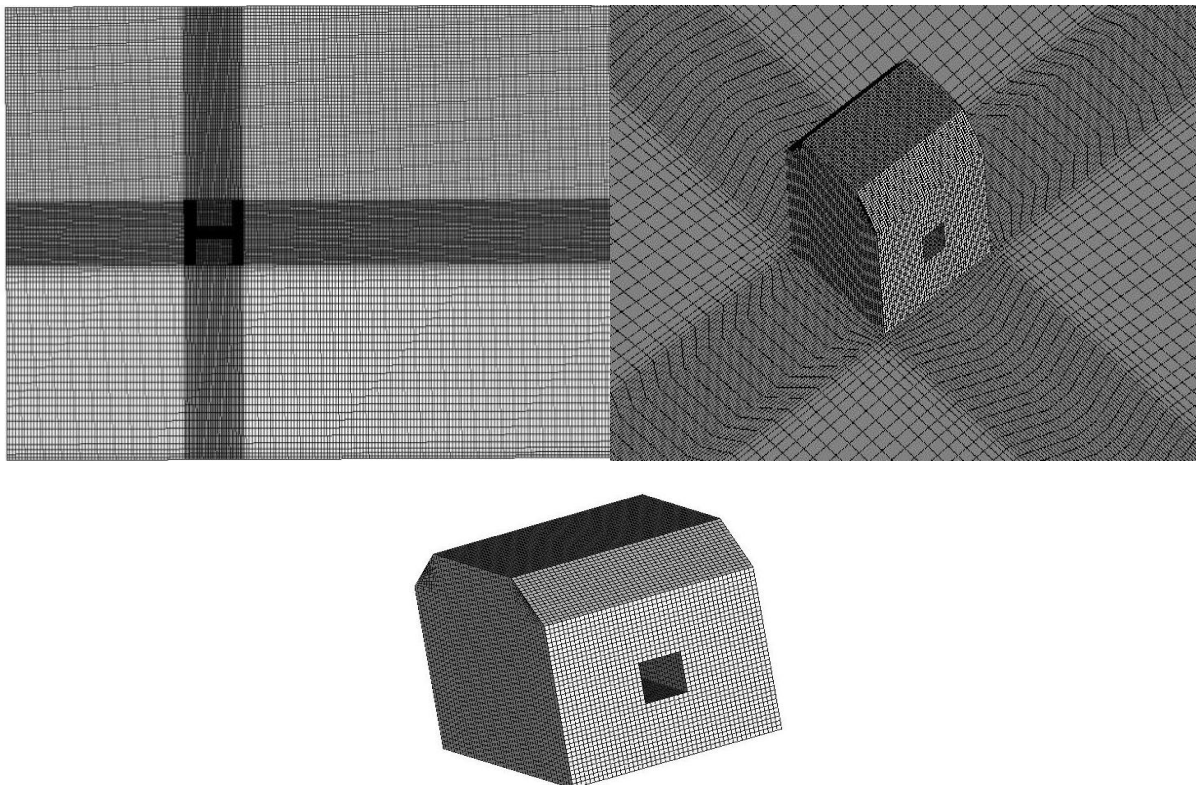


Figure IV-4 : Maillage de la configuration 4.

IV-4 Résultats et interprétations :

IV-4-1 Influence de la géométrie de l'obstacle :

On compare le cas d'un obstacle cubique simple (cas 1) à l'obstacle cubique avec un sommet incliné d'un seul côté (cas 2) et l'obstacle cubique à deux sommets inclinés (cas 3), et un cube à deux sommets inclinés avec un creux (cas 4)

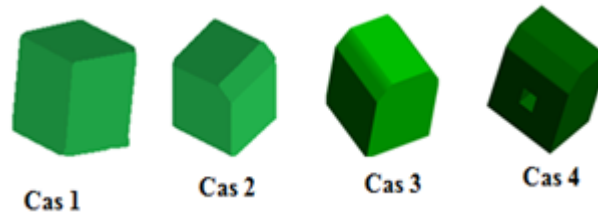


Figure IV-1 : Différents modèles de l'obstacle

IV-4-2 Lignes de courant :

Les lignes de courant sont présentées au niveau du plan de symétrie ($z = 0$), pour les quatre configurations d'obstacles et pour $Re = 4 \cdot 10^4$ dans la Figure IV-5, et c'est pour obtenir une analyse précise de l'écoulement et d'obtenir une bonne vision des structures tourbillonnaires et des zones séparatrices, sur les côtés et derrière l'obstacle.

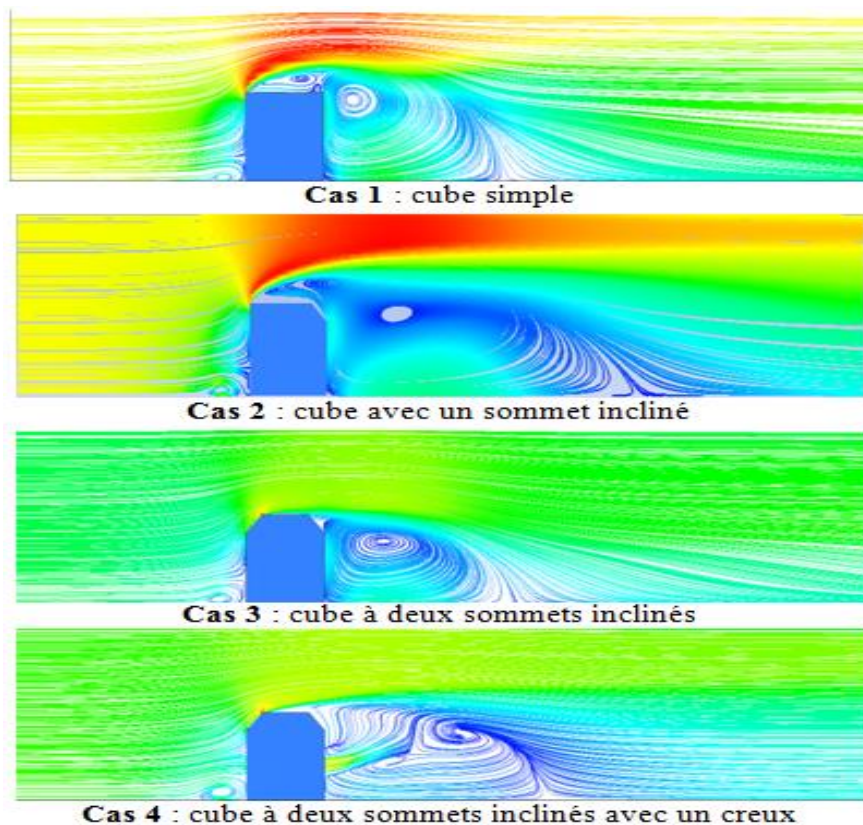


Figure IV-5 : Lignes de courants sur le plan de symétrie pour les 4 configurations étudiées et pour $Re=4 \cdot 10^4$.

On remarque un petit vortex en amont de l'obstruction et un gros vortex en aval, et c'est ce que l'on voit bien dans les quatre cas.

Dans (cas 2), on observe également une grande cavité à l'intérieur du vortex aval, et la structure du vortex aval est relativement complexe.

Dans (cas 3) on constate la disparition d'un petit vortex au-dessus de l'obstacle (dans les cas 1 et 2).

Dans (cas 4) : le centre du vortex s'éloigne sous l'effet de la force de l'écoulement venant du creux, puis un équilibre s'établit entre la cellule, qui s'élargit à mesure que l'on se rapproche de la paroi inférieure

Et on constate que l'écoulement prend une direction oblique vers le haut et qu'une partie du liquide restant occluse dans la zone comprise entre le bord amont et la paroi de fond du canal, le décollement se déclenche ; Elle est causée par le point d'arrêt en amont de l'obstacle atteint.

Dans la **Figure IV-6** se présente les lignes de courant sur le plan $y=0$ (plancher du canal)

Il existe deux points de focalisation (**F1**) et (**F2**), un point de partage ou bien de séparation (**S**), et un point de rattachement (**R**) atteint pour toutes les configurations qui apparaissent également dans l'étude de R. Martinuzzi et C. Tropea [29].

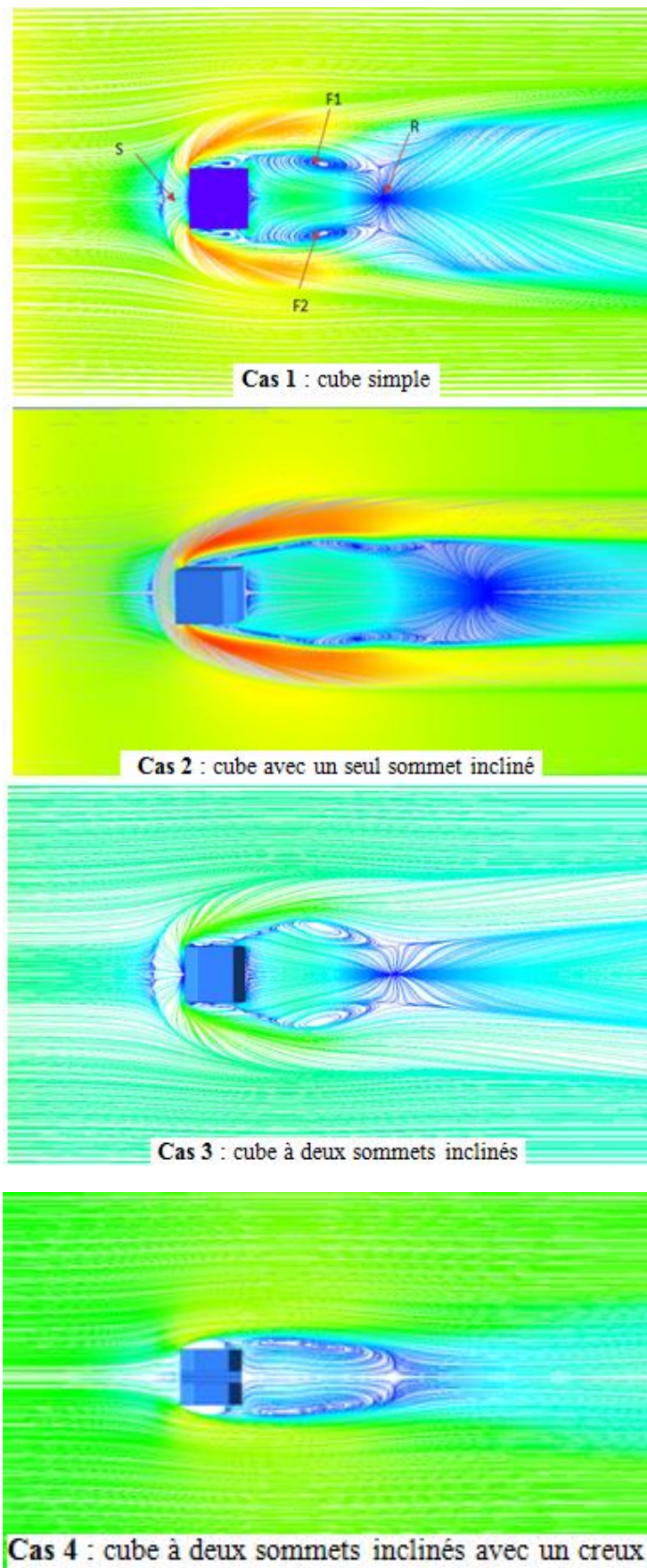


Figure IV-6 : Lignes de courants sur le plan ($y=0$) pour les quatre cas étudiés.

Dans les quatre cas étudiés : la formation de la structure en fer à cheval apparaît en amont et contourne l'obstruction et le gradient défavorable séparant l'écoulement et s'éloigne du cube pour former un vortex en fer à cheval et c'est l'effet du blocage de l'obstruction.

On remarque deux tourbillons aux points focaux F1 et F2, qui apparaissent juste après l'obstacle. Cela augmente la gravité du trouble. Mais dans le quatrième cas, les tourbillons sont plus larges et plus allongés et le point de contact (R) est un peu reculé, car il y a un jet à la sortie de l'obstacle. La présence d'un creux module la structure rhéologique en amont de l'obstruction (S).

IV-4-3 Contours et profils de vitesse :

On représente les contours de la vitesse sur le plan de symétrie ($z=0$), voir la **Figure IV-7**
Une présentation précise de la structure de l'écoulement autour d'un obstacle avec le champ de vitesse.

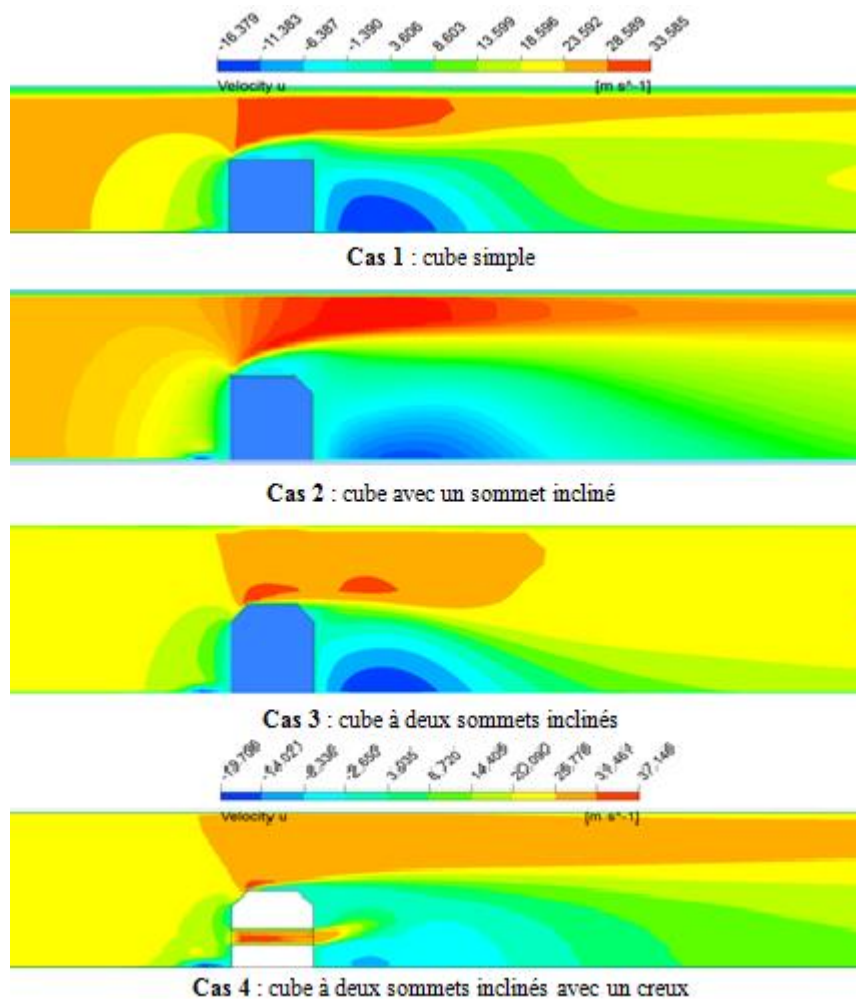


Figure IV-7 : Contours des vitesses longitudinales sur le plan de symétrie ($z=0$)

A noter que le débit s'accélère et donne une valeur maximale au-dessus du sommet de l'obstruction et de la paroi supérieure du canal.

Un obstacle dans le canal réduit la surface du passage provoquant une forte accélération de l'écoulement, par contre la vitesse est très faible en aval et devant et sous le cube jusqu'à ce qu'elle atteigne une valeur nulle.

Dans la **Figure IV-8** les contours des vitesses transversale 'v' sur le plan de symétrie ($z=0$).

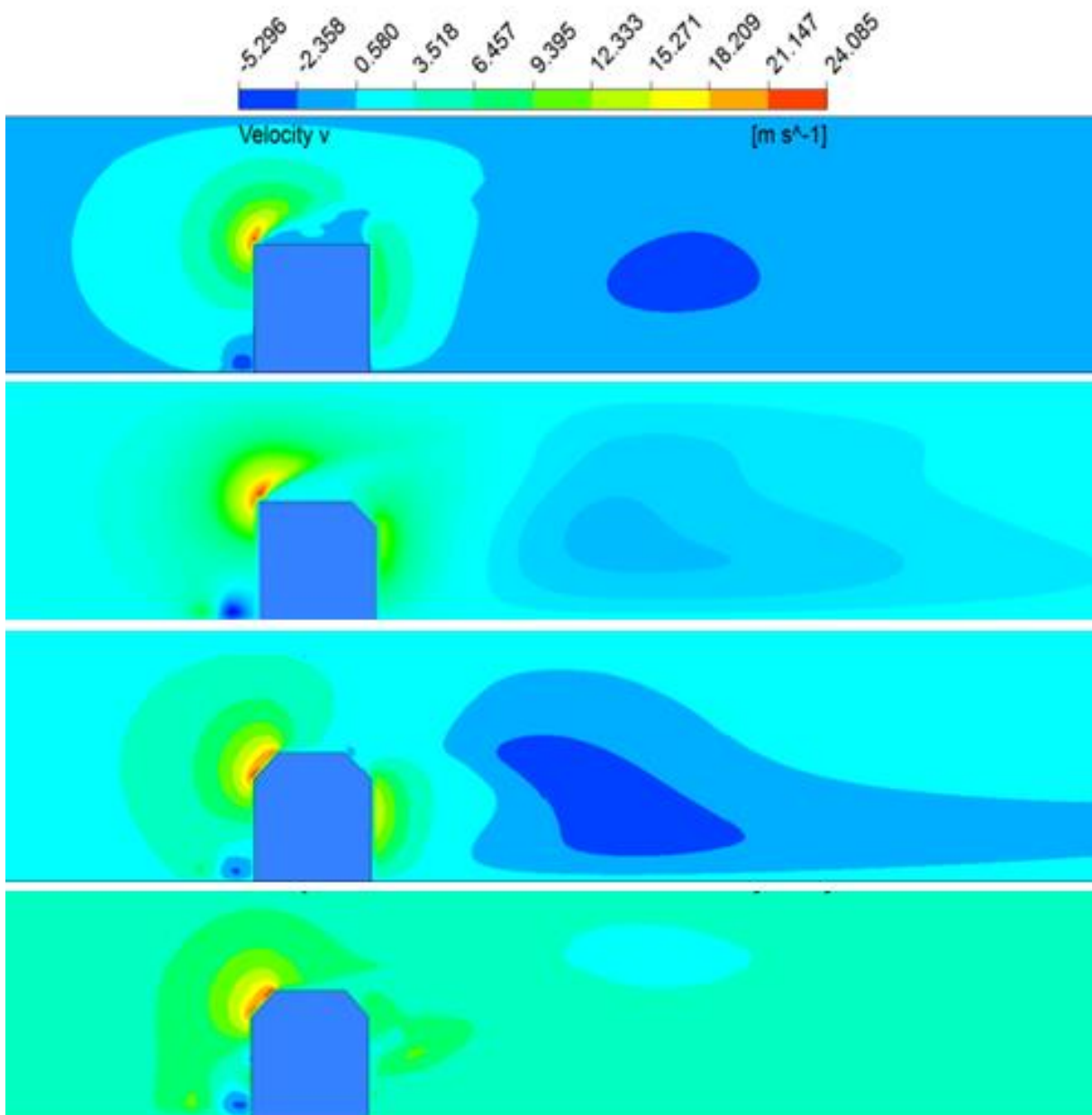


Figure IV-8 : Contours de la vitesse transversale sur le plan de symétrie ($z=0$)

La vitesse diminue près de la zone d'exclusion de l'obstacle en amont jusqu'à atteindre une valeur nulle qui est vue comme un petit vortex. Cette zone désigne la zone de décélération et le point de stagnation de l'écoulement, tandis que la vitesse tangentielle est supérieure à l'obstruction et à la crête amont.

Dans les trois premiers cas (1, 2, 3), on observe un taux de vitesse tangentielle relativement faible en aval de l'obstacle, alors que dans le cas 4 on n'observe aucune vitesse à la sortie du fond.

Ceci est dû à la présence de l'obstacle provoquant des turbulences au sommet en amont de l'obstacle, et donc la vitesse maximale.

IV-4-4 Pression :

Nous comparons des contours de la pression sur le plan $y=0$ (plancher du canal) dans les quatre cas et pour le nombre de Reynold $Re_h=4.10^4$.

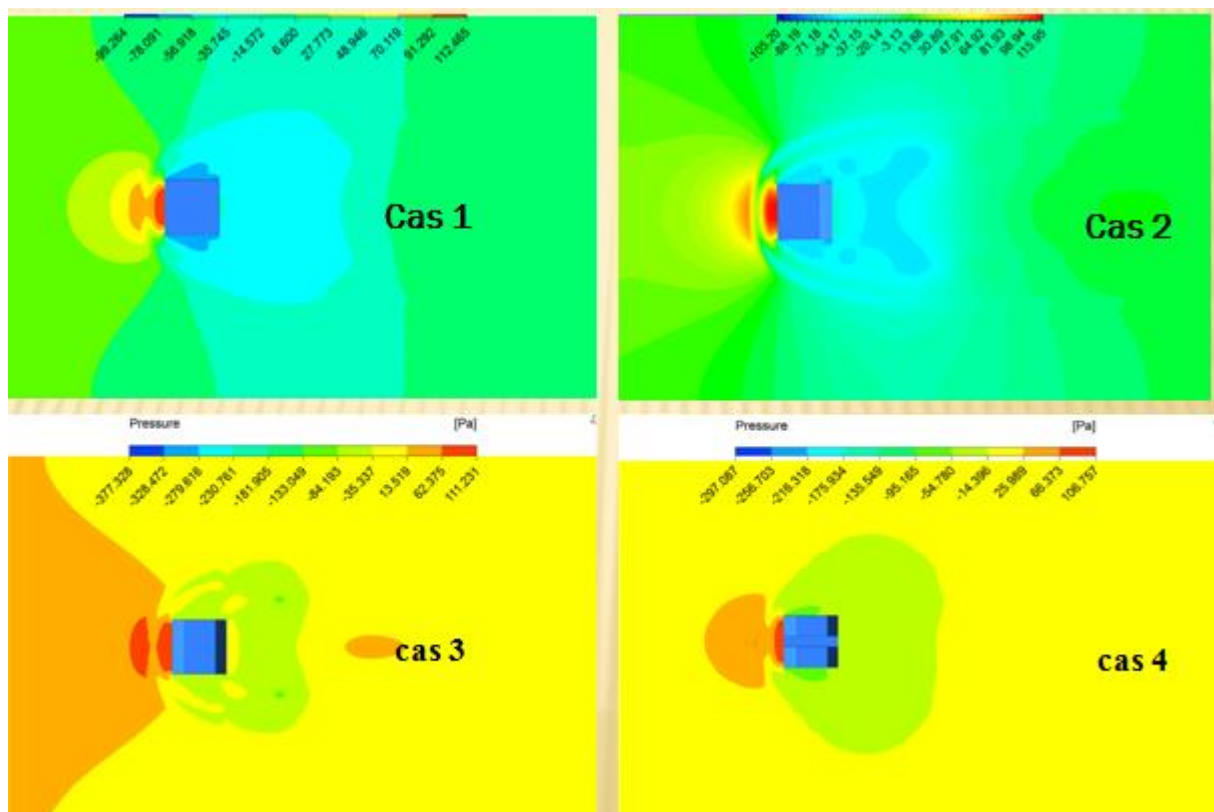


Figure IV-9 : les contours de pression pour les quatre cas étudiés sur le plan $y=0$ et pour $Re= 4.10^4$

On remarque deux zones différentes :

- **La zone de suppression** située en amont de l'obstacle
- **La zone de dépression** située en aval du l'obstacle

Dans la **zone de suppression** ou la zone proche de la paroi on observe une pression élevée jusqu'elle atteint sa valeur maximale. Par contre dans la **zone de dépression** on observe une pression faible.

La perte de pression est assez importante dans le **cas 1** et elle diminue pour les **cas 2 et 3**, et dans le **cas 4** la perte de pression est relativement faible.

IV-4-5 Energie cinétique de turbulence :

La variation des contours de l'énergie cinétique de turbulence dans le plan de symétrie ($z = 0$) dans la **Figure IV-10**

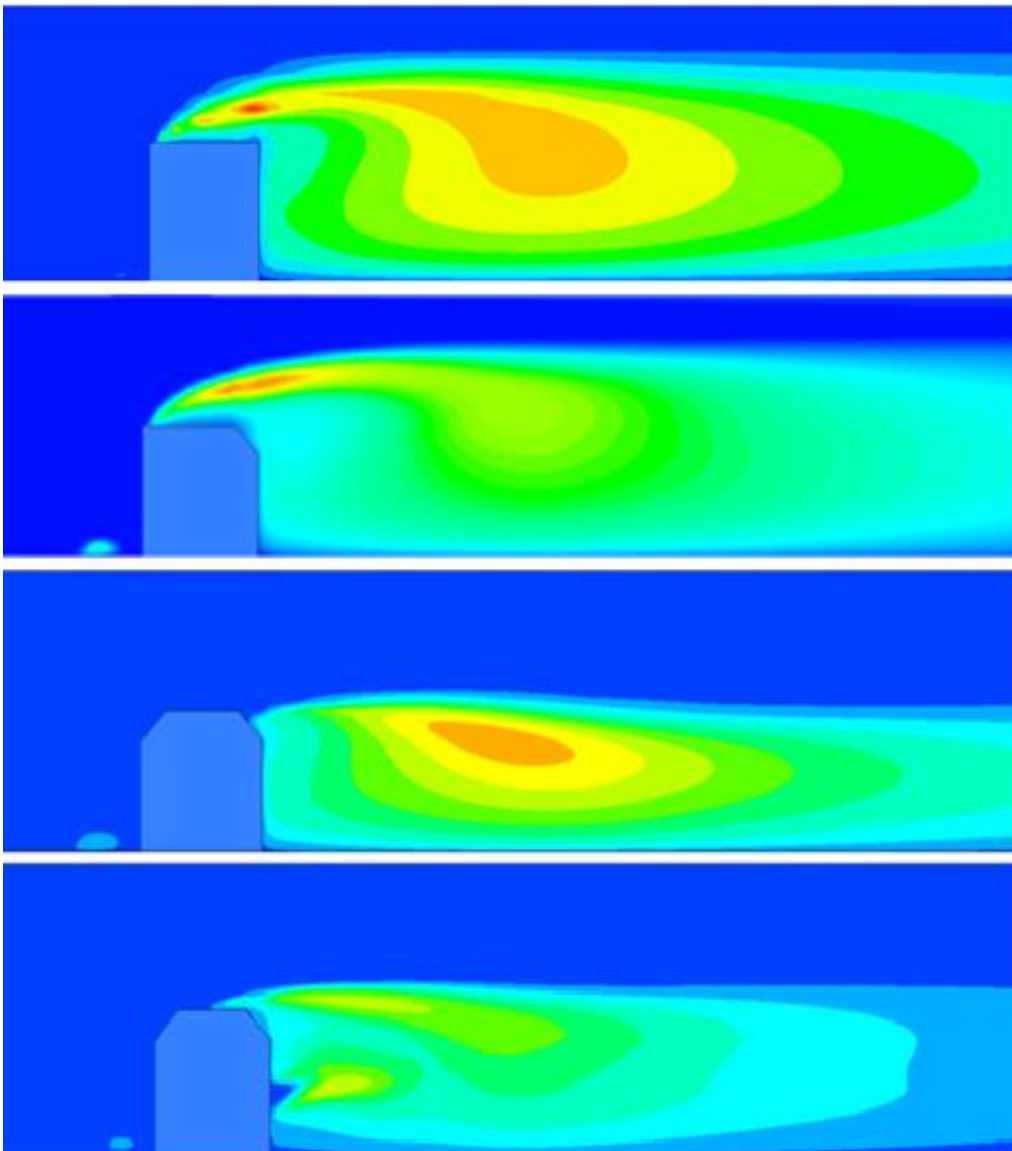


Figure IV-10 : Energie cinétique de turbulence dans le plan de symétrie ($z=0$)

et pour $Re = 4.10^4$

L'énergie cinétique dans le **cas 1** est concentrée au-dessus de l'obstacle et on peut également voir que la quantité d'énergie cinétique turbulente est plus forte.

On remarque aussi que l'intensité de turbulence reste négligeable de l'entrée du canal jusqu'à la partie amont de l'obstacle.

Dans le **cas 2** la turbulence augmente progressivement le long des obstacles et s'accumule également en aval des obstacles du fait du très faible taux de déformation dans cette région,

Dans le **cas 3** l'énergie cinétique est maximale en aval de l'obstacle, et minimale et quasiment nulle au voisinage des bords inclinés, la même chose pour le **cas 4** avec l'énergie maximale à la sortie du creux.

IV-4-6 Iso-contours du critère Q :

Le critère Q est un nouveau critère de visualisation des écoulements turbulents. Ce critère est un invariant scalaire défini par Hunt et al. [30]

Nous avons une vue 3D du débit moyen, elle représente des lignes isoquants de critère Q colorées par la vitesse longitudinale.

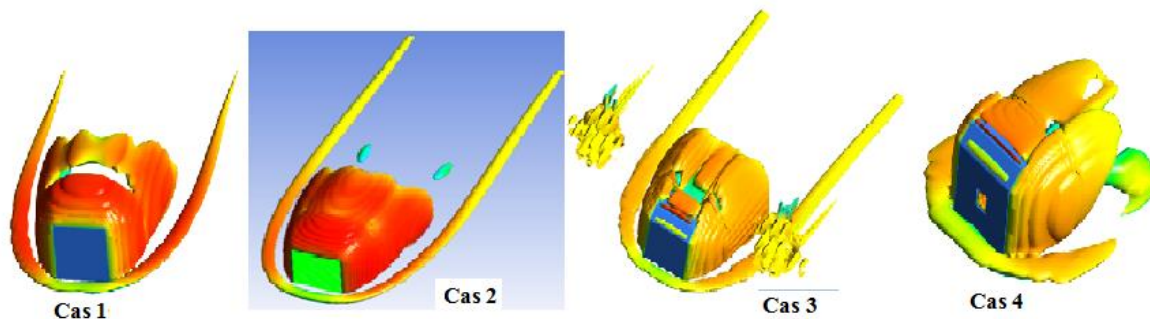


Figure IV-11 : Iso-surfaces du critère ($Q_i = 0.05$) colorées par la vitesse U

Nous pouvons clairement voir la nature tridimensionnelle de l'écoulement. On remarque une réflexion du liquide juste après l'obstacle et on voit le vortex initial en fer à cheval au début de l'obstacle, ainsi que la séparation au franchissement de l'obstacle.

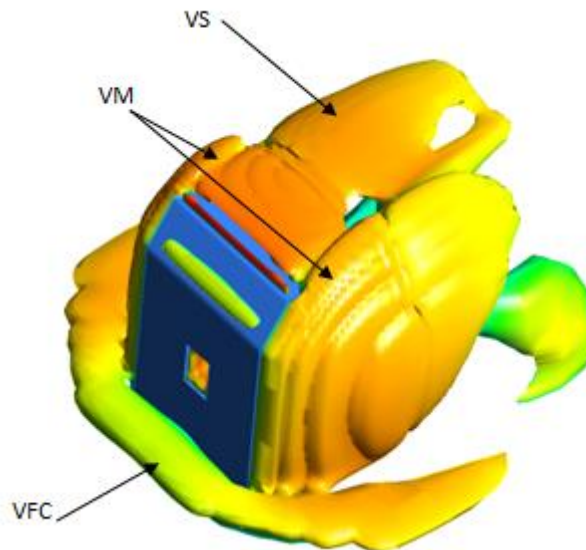


Figure IV-12 : Vue agrandit des iso-surface du critère Q pour le cas4.

VFC : le Vortex en Fer à Cheval

VM : le Vortex Marginaux

VS : le Vortex de Sillage

IV-4 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté le modèle d'ingénierie que nous avons construit à l'aide du logiciel "ANSYS CFX". Ensuite, nous avons introduit les types d'obstacles. Enfin, une étude du comportement dynamique d'un écoulement turbulent autour d'un obstacle, dont la forme évolue en fonction des interprétations des résultats obtenus, a été réalisée.

Conclusion générale :

Le travail présenté dans cette thèse est une étude numérique de l'effet de la forme de l'obstacle sur le comportement de l'écoulement, avec une simulation numérique fournie par le logiciel ANSYS-CFX. Là où nous avons choisi un cube simple (Cas 1) et les résultats sur les caractéristiques d'écoulement autour d'une obstruction cubique, ont été comparés à ceux mis en œuvre par Martinuzzi et Tropea [29], le deuxième exemple était sous la forme d'un cube avec un sommet incliné (Cas 2), puis nous avons changé la forme en un cube à deux sommets obliques (cas 3). Enfin, nous avons ajouté des creux au cube à deux sommets inclinés (cas 4).

Dans cette étude, le modèle de turbulence K- ω (SST) a été utilisé pour étudier les champs dynamiques de l'écoulement autour d'obstacle à différents types.

Nous nous intéressons dans ce travail au domaine du mouvement profilé, ainsi qu'aux domaines de la vitesse longitudinale et transversale, de l'énergie cinétique turbulente et des profils de pression.

A travers les différents cas étudiés, nous avons observé la formation de vortex tel que le vortex en fer à cheval qui apparaît en amont et contourne l'obstruction, et nous voyons un petit vortex en amont de l'obstruction et la formation d'un vortex assez large en aval.

Dans le cas d'une obstruction perforée (creuse), le tourbillon aval est relativement complexe, et le centre du tourbillon est éloigné par l'action de la force d'écoulement provenant du creux. De plus, l'effet de blocage des obstructions crée un gradient de pression défavorable, qui bloque l'écoulement et s'éloigne du cube (vortex en fer à cheval). On observe une accélération de l'écoulement donnant une valeur maximale au-dessus de l'obstruction et exactement entre le bord d'attaque du cube et la paroi supérieure du canal.

Pour la pression, on observe une zone de surpression au début de l'obstacle et une zone de dépression en aval de l'obstacle où la pression est très faible.

Pour l'énergie cinétique perturbée, il a été constaté que l'intensité de la perturbation reste négligeable depuis l'entrée du canal jusqu'à la partie supérieure de l'obstacle, et se concentre au-dessus de l'obstacle. Lorsqu'une crête inclinée est choisie, l'énergie cinétique est maximale en aval de l'obstacle, et minimale et quasi nulle près des arêtes inclinées.

Références bibliographiques :

- [1] : Samir khene, mécanique des fluides publications de l'université de Baji Mokhtar, Annaba, 2000.
- [2] : Dr YOUCEFI Sarra mécanique des fluides cours et applications Année Universitaire 2016-2017.
- [3] : <https://www.cap-recifal.com/articles.html/materiel/circulation-deau-part-2-dimensionnement-r102/> Site web consulté le 10 avril 2023.
- [4] : ION Paraschivoiu, Aérodynamique subsonique Editions de l'école polytechnique de Montréal (Québec), canada, 1998.
- [5] : DANIEL Cauvin, Aérodynamique, mécanique de vol, université aéronautique Jean Mermoz, France, 1990.
- [6] : B. E. Lee. The ejecte of turbulence on the surface pressure old of a square prism. J. Fluid Méché., 69 :263{282, 1975.
- [7] : Khabbouchi, M.S. Guellouz. Ecoulement autour d'un cylindre circulaire proche d'une paroi, Effet de l'écoulement type jet. Laboratoire d'Etude des Systèmes Thermiques et Energétiques Ecole Nationale d'Ingénieurs Monastir, Tunisie. 2008.
- [8] : J. Hu a , H.B. Xuan a et al , Study of wind flow over a 6 m cube using improved delayed detached Eddy simulation, School of Aerospace Engineering, Beijing Institute of Technology, China Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics Volume 179, August 2018, Pages 463-474
- [9] : Alexander Yakhot, Heping Liu, Nikolay Nikitin, Turbulent flow around a wall mounted cube: A direct numerical simulation. International Journal of Heat and Fluid Flow, Volume 27, Issue 6, Pages 994-1009, December 2006.
- [10] : SARI-HASSOUN Zakaria et ALIANE Khaled, Simulation numérique de l'écoulement turbulent autour d'obstacles a arête amont courbe, International Journal of Scientific Research & Engineering Technology (IJSET), pp.196-201, Copyright IPCO-2016.
- [11] : B.Rostane , K.Aliane et S.Abboudi, Three dimensional simulation for turbulent flow around prismatic obstacle with rounded downstream edge using the k- ω SST model, International Review of Mechanical Engineering (I.R.E.M.E.), Vol. 9, N. 3 ISSN 1970 – 8734, 2015.
- [12] : B.Rostane , K.Aliane et S.Abboudi, Influence of insertion of holes in the middle of obstacles on the flow around a surface-mounted cube, Journal of Computational and Applied Research in Mechanical Engineering (jcarme), ISSN 2228- 7922, 2019.

Références bibliographiques

- [13] : Lamia Benahmed, Aliane Khaled, Simulation and analysis of a turbulent flow around a three-dimensional obstacle, Faculty of Technology, Department of Mechanical Engineering, University of Tlemcen , 2019, vol13 No.3.
- [14] :German Filippini, Gerardo Franck, Norberto Nigro, Mario Storti et Jorge D’Elfa, Large eddy simulations of the flow around a square cylinder, Journal of Mécanica Computacional, volXXIV, Novembre, 2005.
- [15] : Bin Liao et Shan-Qun Chen, Experimental study of flow past obstacles by PIV , 7th International Conference on Fluid Mechanics, ICFM7, Procedia Engineering 126, pp. 537-541, 2015.
- [16] : Jirapom Yojina et al 2010 *investigating flow patterns in a channel with complex obstacles using the lattice Boltzmann method *journal of technical science and technology 24(10)-2010.
- [17] : Alan and H.Huber, “The influence of building width and orientation on plume dispersion in the wake of building”, atmospheric environment 23(1989) 2109-2116.
- [18]: Schofield & Logan (1990), “Turbulent Shear Flow over Surface Mounted Obstacles”, Trans. ASME, vol.112, 376-385.
- [19] :João Melo de Sousa , Turbulent flow around a surface-mounted obstacle using 2D-3C DPIV, Experiments in Fluids 33, 854–862, 2002.
- [20] : Lamia Benahmed, ETUDE DE LA TURBULENCE DANS UN ECOULEMENT ETABLI AVEC TRANSFERT DE CHALEUR, Thèse de Doctorat LMD, Univ-Tlemcen, 2020.
- [21] : M.AMOKRANE, Simulation Numérique d’un Ecoulement Autour d’un Obstacle, 2018/2019.
- [22] : Dr Faiçal NAIT BOUDA, Polycopié de cours Sur le thème Modélisation des écoulements turbulents, page 8_12.
- [23] : Dr. Belgacem Souad, Introduction a l’ANSYS ICEM CFD et ANSYS CFX , Université Ahmed Zabana Relizane.
- [24]: Jiraporn Yojina, Waipot Ngamsaad, Narin Nuttavut , Darapond Triampo, Yongwimon Lenbury, Paison Kanthang, Somchai Sriyab, wannapong Triampo, “ Investigating flow patterns in a channel with complex obstacles using the lattice Boltzmann method”, Journal of Mechanical Science and Technology 24(10)-2010
- [25] : Stephane Mossaz (2011), « Etudes expérimentales et numériques des écoulements inertiels de fluides à seuil autour d'un cylindre. », Thèse université Grenoble Alpes, France, 2011.

Références bibliographiques

[26]: Gera.B, Pavan K.Sharma, Singh R.K,“ CFD analysis of 2D unsteady flow around a square cylinder”, Intrenanational Journal of Applied Engineering Research , DINDIGUL, Volume1, N 3, 2010.

[27] : Bibhab Kumar Lodh , Ajoy K Das, N. Singh, Numerical comparison of rans and les turbulence model for wind flow over a cube in a turbulent channel using OPENFOAM, International Journal of Engineering Research & Technology (IJERT),.

[28] : Y. Masip, A. Rivas, A. Bengoechea, R. Antón, G. S. Larraona et J. C. Ramos, Experimental study of the turbulent flow around a single wall-mounted prism obstacle placed in a cross-flow and an impinging jet , Advances in Fluid Mechanics VIII 569.

[29]: Lamia. Benahmed, Khaled. Aliane, Ali.J. Chamkha, Three-dimensional simulation of a turbulent flow around a tapered cube dug in the middle, Journal of Thermal Engineering, Technical Note, 2020,

[30] : Martinuzzi, R.J., Tropea, C, The flow around surface mounted, prismatic obstacles placed in a fully developed channel flow, J. Fluids Eng. 115, 85–92, 1993.

[31]: J. C. R. Hunt, A. A. Wray et P. Moin, Eddies, stream and convergence zones in turbulent flows, Technical report, Center of Turbulence Research, 1988

ملخص

في هذا العمل، قمنا بتحليل عددي للسلوك الديناميكي لتدفق مضطرب في قناة مستطيلة في وجود عائق. أجريت الدراسة المقترحة باستخدام كود ANSYS-CFX. تم اختيار نموذج K- ω SST لوصف التدفق المضطرب في الأنبوب. قمنا بدراسة وتحليل ومقارنة أربعة أنواع من العوائق (مكعب بسيط، ومكعب برأس واحد مائل، ومكعب برأسين مائلين، ومكعب مثقوب) تم عرض خطوط انسيابية ثنائية وثلاثية الأبعاد على المستويات السفلية والمنتظرة، والطاقة الحركية المضطربة، والضغط، وملامح السرعة في اتجاه التدفق.

Abstract

In this work, we have numerically analyzed the dynamic behavior of a turbulent flow in a rectangular channel in the presence of an obstacle.

The proposed study is conducted using the ANSYS-CFX code. The K- ω SST model was chosen to describe the turbulent flow in a pipe. We studied, analyzed and compared four types of obstacles (simple cube, cube with a single inclined vertex, cube with two inclined vertices, and a perforated cube)

2D and 3D streamlines on the lower and symmetry planes, turbulence kinetic energy, pressure, velocity profiles in the direction of flow were presented.

Résumé

Dans ce travail, nous avons analysé numériquement le comportement dynamique d'un écoulement turbulent dans un canal rectangulaire en présence d'un obstacle.

L'étude proposée est conduite à l'aide du code ANSYS-CFX. Le modèle K- ω SST a été choisi pour décrire l'écoulement turbulent dans une conduite. On a étudiés, analysés et comparés quatre types d'obstacles (cube simple, cube à un seul sommet incliné, cube à deux sommet inclinés, et un cube perforé)

Les lignes de courant en 2D et 3D sur les plans inférieur et de symétrie, l'énergie cinétique de turbulence, la pression, les profils de vitesse dans le sens de la circulation ont été présentés.