REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR

ET LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DE MEDEA

FACULTE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE

DEPARTEMENT DE GENIE DE LA MATIERE



N° de série : ……..

N° d'ordre : ……

MEMOIRE

EN VUE L'OBTENTION LE DIPLOME DE MAGISTER EN GENIE MECANQUE

OPTION: ENERGETIQUE

Intitulé :

ANALYSE NUMERIQUE D'ECOULEMENT AUTOUR D'UN CYLINDRE PROCHE D'UNE PAROI SOLIDE.

Par

BENSEDIRA SIDALI

Devant le jury composé de :

Président :	Bouaziz M. Nadjib	Professeur, U de Médéa
Examinateur :	Korichi Abdelkader	MCA, U de Médéa
Examinateur :	Bentchikou Mohammed	MCA, U de Médéa
Rapporteur :	A. Abdellah el-hadj	Professeur, U de Médéa

2014

Remerciements

J'adresse mes plus vifs remerciements à Mr. A. Abdellah el-hadj, professeur à l'université de Médea, encadreur de ce mémoire, qui m'a proposé ce sujet et n'a pas cessé de me guider pour la réalisation, jusqu'à la phase finale de rédaction de ce manuscrit.

Mes remerciements s'adressent aussi à Mr. Bouaziz M. Nadjib Professeur, à l'université de Médéa pour m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de mon mémoire,

Je tiens à remercier également à Mr. Korichi Abdelkader, Maitre de conférences A à Université de Médéa, et à Mr. Bentchikou Mohammed, Maitre de conférences A à Université de Médéa, d'avoir accepté d'être parmi les membres de jury.

Enfin, je remercie toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Grand merci à tous.

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :

A ma très chère mère;

A mon très cher père ;

A mes sœurs ;

A mes frères;

A toute la famille BENSEDIRA ;

A tous mes amis de l'université de Médea.

SIDALI.

Résumé :

Ce travail de mémoire, a pour but d'étudier le comportement aérodynamique de l'écoulement autour d'obstacle cylindrique près d'une paroi. L'écoulement bidimensionnel en régime laminaire pour un fluide incompressible sans transfert de chaleur, a été simulé. Nous avons utilisé la méthode des éléments finis avec le logiciel ANSYS CFX pour résoudre le système d'équations obtenu.

L'analyse est faite pour différents nombres de Reynolds (Re= 1, 10, 20,…700) et différentes distances entre le cylindre et la paroi (10D, 15D et 20D). Les lignes de courant, de pression, les contours de vitesses, le nombre de Strouhal et la variation de la portance en fonction du temps dans le cas instationnaire sont déterminés. Nous avons trouvé que l'effet de la paroi sur les différents paramètres de l'écoulement est très important. En particulier, la distance cylindre-paroi influent fortement sur la structure de l'écoulement.

Mots clés : ANSYS CFX, cylindre, sillage, laminaire, écoulement près d'une paroi.

Abstract:

The thesis work aims to study the aerodynamic behaviour of the fluid flow around the cylindrical obstacle near the wall. The two-dimensional flow for an incompressible fluid without heat transfer is simulated. We used the finite element method with ANSYS CFX software to resolve of the obtained system of equations.

The analysis is done for different Reynolds number (Re = 1, 10, 20 ...700) and different distance between the cylinder and the wall (10D, 15D and 20D). Streamlines, pressure, contours of velocity, the Strouhal number and the variation of the lift function of time in the unsteady case are determined. It is found that the effect of the wall on the various parameters of the flow is very important. Particularly, the distance cylinder-wall influences strongly the flow structure.

Key words: ANSYS CFX, cylinder, wake, laminar, flow near of the wall.

ملخص :

أعمال هذه المذكرة تهدف لدراسة حركة الانسياب الهوائي لتدفق السوائل حول حاجز ذو شكل أسطواني قريب من جدار. لتحليل تدفق سوائل شرعنا في اجراء دراسة عن طريق المحاكات العددية للثنائي الابعاد لتدفق السوائل الغير المضغوطة وبدون نقل حراري. استخدمنا طريقة العناصر المحدودة مع برنامج CFX ANSYS لحل جملة المعادلات المتحصل عليها.

و التحليل يتم بتغيير في قيم العدد رينولدز (Reynolds) (.700.... 20 ,10 ,1= Re) والمسافة بين الاسطوانة والجدار (10D، 15D, 20D). خطوط الإنسياب ،الضغط ،حدود السرعات ، عدد ستروهال (Strouhal) وتغير الرفع بدلالة الزمن في الحالة غير مستقرة يتم تحديدهم. وجدنا أن تأثير الجدار على مختلف وسائط الانسياب مهم جدا. على الخصوص، بُعد المسافة بين الجدار و الاسطوانة يؤثر بشدة على الانسياب وعلى بنية الانسياب.

كلمات المفاتيح : ANSYS CFX , اسطوانة , مخور , رقائقي , التدفق قريب من الجدار.

SOMMAIRE

INTRODUCTION……01

CHAPITRE 1
GENERALITES ET SYNTHÈSES BIBLIOGRAPHIQUES

1.1. Ecoulement autour d'un obstacle cylindrique…….03
1.2.1. Écoulement rampant…… 05
1.2.2. Régime stationnaire décollé…… 05
1.2.3. Régime laminaire instationnaire……... 06
1.1. 4. Les différents régimes sur le cylindre……..……... 07
1.1.5. Passage d'un régime à l'autre…….. 08
1.1.6. Le détachement tourbillonnaire…….. 08
1.1.6.1. Description générale……..…….. 08
1.1.7. Le nombre de Strouhal…… 09
1.2. Notions aérodynamiques…….....10
1.2.1.1. Forces aérodynamiques…….....10
1.2.1.2. Le coefficient de traînée…… 10
1.2.2. Le coefficient de portance…… 12
1.3 L'état d'art……..... 12

CHAPITRE 2
FORMULATIONS MATHEMATIQUES ET METHODE NUMERIQUE UTILISEE

2.1. Equations gouvernantes……..... 18
2.1.1. Equations de transport…….. 18
2.1.2. Hypothèses simplificatrices …… 19
2.2. La méthode de résolution pour le fluide…… 21

2.3. Résolution par ANSYS CFX……..... 28

2.3.1. Géométrie …… 28
2.3.2. Création de maillage…… 28
a) écoulement autour d'un cylindre……... 28
b) écoulement autour d'un cylindre proche d'une paroi solide……. 30

CHAPITRE 3
RESULTATS ET DISCUSSION

3.1. Ecoulement autour d'un cylindre ……..... 34
3.1.1. Analyse de la dépendance du maillage……... 34
3.1.2. Différents régimes…… 36
3.1.3. Les Coefficients d'aérodynamique …… 44
3.2. Ecoulement autour d'un cylindre proche d'une paroi solide …… 46
3.2.1. Maillage ……... 46
3.2.2. Effet de la distance sur l'écoulement en régime stationnaire ……..... 46
3.2.3. Effet de la distance sur l'écoulement e n régime instationnaire.... …… 58
3.3. Les Coefficients d'aérodynamique ……..... 64
3.3.1. Régime stationnaire …… 64
3.2.2. Régime transitoire……...……..... 65
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES……. 69
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES ……. 71

LISTE DES FIGURES

Figure. (1.1)	Résumé schématique des différents types d'écoulements autour d'un cylindre.	04
Figure. (1.2)	Ecoulement rampant à Re = 0.16.	05
Figure. (1.3)	Ecoulement stationnaire décollé à Re = 26.	06
Figure. (1.4)	Ecoulement instationnaire à Re = 105.	07
Figure. (1.5)	Profils de la vitesse associée à la séparation sur un cylindre dans un écoulement transversal.	07
Figure. (1.5)	Phénomènes induits par la transition naturelle.	08
Figure. (1.6)	Tourbillons alternés derrière un cylindre circulaire à faible Reynolds.	09
Figure. (1.7)	Morphologie des tourbillons alternés.	10
Figure. (1.8)	Coefficient de trainée.	11
Figure. (1.9)	Coefficient de traînée en fonction du Reynolds pour l'écoulement autour des cylindres et des sphères.	11
Figure. (2.1)	Dimensions de domaine et les conditions aux limites pour écoulement autour d'un cylindre.	29
Figure. (2.2)	Maillage pour écoulement autour d'un cylindre.	29
Figure. (2.3)	Maillage au voisinage de cylindre.	30
Figure (2.4)	Dimensions de domaine et les conditions aux limites pour écoulement autour d'un cylindre proche d'une paroi solide.	31
Figure. (2.5)	Maillage pour écoulement autour d'un cylindre proche d'une paroi pour Y= 20 D.	31
Figure. (2.6)	Maillage pour écoulement autour d'un cylindre proche d'une paroi pour Y= 15 D.	32

Figure. (2.7)	Maillage pour écoulement autour d'un cylindre proche d'une paroi pour Y= 10 D.	32
Figure. (2.8)	Maillage pour écoulement autour d'un cylindre proche d'une paroi.	33
Figure. (3.1)	Variation de la densité spectrale de la puissance en fonction de la fréquence pour des différents maillages de l'écoulement autour d'un cylindre (Re=100).	35
Figure. (3.2)	Variation de la densité spectrale de la puissance en fonction de la fréquence pour l'écoulement autour d'un cylindre (Re=100) dans le cas D.	36
Figure. (3.3)	Comparaison entre les résultats numériques pour un écoulement rampant pour Re = 0.16.	37
Figure. (3.4)	Comparaison entre les résultats numériques pour un écoulement rampant pour Re =26.	37
Figure. (3.5)	Influence du nombre de Re sur le sillage derrière le cylindre.	38
Figure. (3.6)	Régime laminaire instationnaire pour le cylindre à Re =100.	39
Figure. (3.7)	Contours de la vitesse tourbillonnant pour différents temps autour d'un cylindre circulaire Re=100.	40
Figure. (3.8)	Contours de vitesses pour différents temps de l'écoulement autour d'un cylindre.	42
Figure. (3.9)	Contours de la pression pour différents temps autour un écoulement d'un cylindre.	43
Figure. (3.10)	Variation de coefficient de trainé dans le cas de l'écoulement autour du cylindre.	45
Figure. (3.11)	Variation de coefficient de Portance dans le cas de l'écoulement autour du cylindre.	45
Figure. (3.12)	Lignes du courant avec différentes distances pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=1).	47
Figure. (3.13)	Contours de la pression et de la vitesse tourbillonnant avec différentes distances pour	48

un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=1).

Figure. (3.14) Variation de la pression en fonction de la distance Y au niveau de la paroi. 49

Figure. (3.15) Contours de la vitesse avec les différentes distances Y pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=1). 50

Figure. (3.16) Lignes du courant avec différentes distances pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=10). 51

Figure. (3.17) Contours de la pression et de la vitesse tourbillonnant avec différentes distances pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=10). 52

Figure. (3.18) Contours de la vitesse avec différentes distances pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=10). 53

Figure. (3.19) Lignes du courant avec différentes distances pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=20). 54

Figure. (3.20) Lignes du courant avec différentes distances pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=50). 55

Figure. (3.21) Lignes du courant avec différentes distances pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=100). 56

Figure. (3.22) Lignes du courant avec différentes distances pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=150). 57

Figure. (3.23) Lignes des courants Re = 450 avec Y = 10 D pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi en régime instationnaire. 59

Figure. (3.24) Lignes des courants à Re = 350 avec Y = 10 D pour un écoulement autour d'un 60

cylindre impactant une paroi en régime instationnaire.

Figure. (3.25) Lignes des courants Re = 250 avec Y = 20 D pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi en régime instationnaire. 61

Figure. (3.26) Variation de la densité spectrale de la puissance en fonction de la fréquence pour différents nombres de Reynolds (Re) dans le cas Y = 20 D. 62

Figure. (3.27) Variation de la densité spectral de l'énergie en fonction de la fréquence pour différentes distances Y dans le cas Re=500. 62

Figure. (3.28) Variation de nombre de Strouhal en fonction de la distance Y pour le cas avec Re = 500. 63

Figure. (3.29) Variation de nombre de Strouhal en fonction de Reynolds dans le cas Y = 20 D. 63

Figure. (3.30) Variation du coefficient de la trainée en fonction du nombre de Reynolds pour différentes distances Y. 64

Figure. (3.31) Variation temporelle du coefficient de trainée (écoulement transitoire) à Re = 500. 65

Figure. (3.32) Variation temporelle du coefficient de portance (écoulement transitoire) à Re = 500. 66

Figure. (3.33) Effets de nombre de Reynolds sur la variation du coefficient de portance pour le cas Y = 20 D. 66

Figure. (3.34) Effet de la paroi sur les coefficients aérodynamiques. 68

LISTE DES TABLEUX

Tableau (3.1) Valeurs du nombre de Strouhal pour différents Maillages à Re=100.

Tableau (3.2) Valeurs des coefficients de trainée en régime stationnaire.

Tableau (3.3) Récapitulatif des différents maillages pour différentes distances Y.

Tableau (3.4) Variation de coefficient de trainée.

NOMENCLATURE

Notations Latines

C_D	Coefficient de traînée	---
C_L	Coefficient de portance	---
$[k^{(e)}]$	Matrice de rigidité de l'élément	---
$F_{Bx} et F_{By}$	Forces du corps par unité de volume dans les directions x et y	[N/m^3]
N_i	Fonction de forme	
N_i	Fonction de forme	---
$S^{(e)}$	Frontière de l'élément	[m^2]
U_∞	Vitesse à l'infini amont	[m/s]
f_t	Fréquence du détachement tourbillonnaire	[Hz]
n_x, n_y	Composantes du vecteur normal extérieur d'unité à la frontière	---
D	Diamètre du cylindre	[m]
F_D	Force de traînée par unité de longueur	[N/m]
F_L	Force de portance par unité de longueur	[N/m]
P	Pression	[Pa]
Re	Nombre de Reynolds	---
u, v, w	Vitesses suivants x, y et z	[m/s]
St	Nombre de Strouhal	---

Notation Grecque

ν	Viscosité cinématique du fluide considéré	[m^2/s]
ρ	Masse volumique	[Kg/m^3]
μ	Viscosité dynamique	[Pa.s]
$\{\delta^{(e)}\}$	Vecteur de déplacement de l'élément	---

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Les écoulements autour des objets sont des phénomènes qui se produisent fréquemment dans la pratique. Ils sont indispensables dans la conception mécanique et thermique de nombreux systèmes en engineering comme : avions, automobiles, bâtiments, composants électroniques, les aubes de turbines et les formes géométriques à section circulaire.

L'identification et l'étude des phénomènes Hydro et aérodynamique qui surgissent dans le sillage d'un obstacle restent un sujet d'intérêt d'actualité dans divers domaines. Donc, le sillage autour des obstacles est d'un intérêt important dans la pratique. En effet la connaissance des structures tourbillonnaires générées derrière ces obstacles et leurs différents régimes est d'une utilité primordiale dans la conception des ouvrages exposés aux écoulements de fluides. Le choix de l'étude des obstacles cylindriques résulte de leurs simplicités géométriques permettant d'avoir des facilités expérimentales et numériques.

Beaucoup de travaux de recherche ont été réalisés pour modéliser l'écoulement autour des obstacles. Pour cela, plusieurs méthodes numériques dans le domaine ont été réalisées et confrontées aux expériences. Pour cette dernière, une large gamme de méthodes mathématiques ont été développées, afin de s'approcher de la réalité de l'écoulement et de fournir le maximum d'informations qui peut se produire.

On peut trouver dans littérature des travaux de recherches sur les écoulements laminaires autour d'un cylindre parallèle à une paroi solide par contre, les écoulements autour d'un cylindre contre une plaque n'ont été étudiés précédemment.

Le but de ce travail est d'étudier numériquement les phénomènes de l'écoulement laminaire stationnaire et instationnaire bidimensionnel, du fluide incompressible et sans transfert de chaleur autour d'un obstacle près d'une paroi. La simulation numérique a été faite à l'aide du code de calcul ANSYS CFX. Pour valider notre modèle, on a confronté nos résultats de simulations avec d'autres résultats numériques de la littérature.

Ce travail comprend une introduction avec trois chapitres répartis comme suit :

- Le premier chapitre comporte des généralités et synthèses bibliographiques.

- Dans le deuxième chapitre, nous exposons les équations mathématiques et la méthode numérique utilisée qui gouvernent le phénomène physique à étudier.

- Dans le troisième chapitre, nous présentons la discussion des résultats trouvés.
- Finalement, on termine le travail par une conclusion et nous exposons les perspectives**.**

Chapitre. 1

GENERALITES ET SYNTHÈSES BIBLIOGRAPHIQUES

CHAPITRE 1
GENERALITES ET SYNTHÈSES BIBLIOGRAPHIQUES

Les écoulements des fluides autour d'obstacles sont des problèmes classiques bien connus en mécanique des fluides. On prend par exemple, l'écoulement laminaire autour d'un cylindre pour illustrer les différentes caractéristiques de ces types d'écoulements.

1.1. Ecoulement autour d'un obstacle

Les études traitant le problème de l'écoulement autour d'un cylindre ont suscité un intérêt considérable ces dernières années. Cet intérêt découle de la variété d'applications dans le domaine de l'ingénierie faisant appel à des formes cylindriques.

Malgré la simplicité de l'obstacle à section circulaire, l'écoulement fait intervenir des mécanismes complexes. Ceci a suscité beaucoup d'intérêt pour la communauté scientifique. L'écoulement autour d'un cylindre placé dans un écoulement uniforme établi autour d'un cylindre. La figure (1.1) illustre les différents régimes d'écoulement autour d'un cylindre circulaire pour différents nombres de Reynolds [1-2].

La forme du sillage peut être déterminée en principalement par le nombre de Reynolds, défini par :

$$R_e = \frac{U_\infty D}{\nu} \tag{1.1}$$

Où

U_∞ : Représente la vitesse à l'infini amont.

D : Le diamètre du cylindre à section circulaire.

ν : La viscosité cinématique du fluide considéré.

Les changements structuraux dans le sillage sont dus à la transition des paramètres de l'écoulement tels que la couche limite ou l'écoulement cisaillé. Ces transitions s'amorcent à des valeurs particulières du nombre de Reynolds (Re) [3].

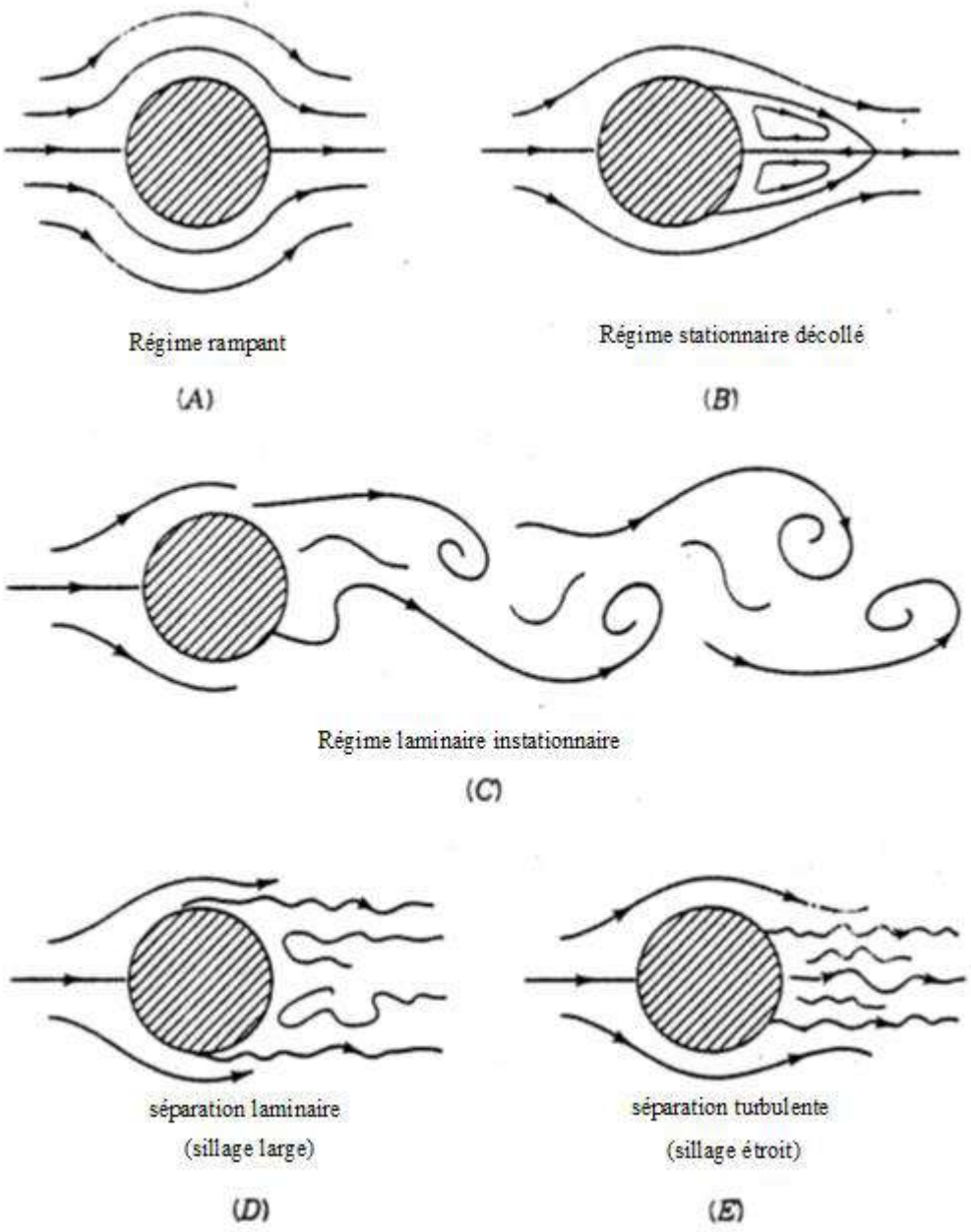


Figure. (1.1) : Résumé schématique des différents types d'écoulements autour d'un cylindre [3].

1.1.1. Écoulement rampant

Pour Re ≤ 5, l´écoulement est dit rampant. Les forces de viscosité étant prépondérantes, le fluide reste attaché au cylindre et il n'y a pas de décollement. L''écoulement est symétrique par rapport à l'axe central du courant (axe longitudinal) et également entre l'amont et l'aval (figure 1.2).

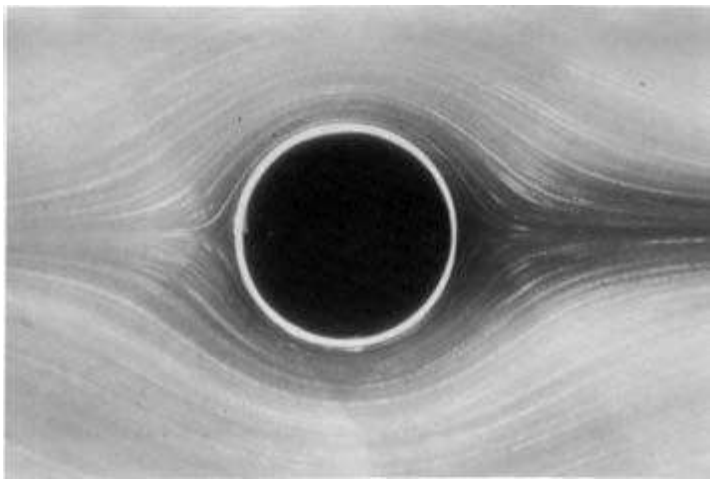


Figure. (1.2): Ecoulement rampant à Re = 0.16 [4].

1.1.2. Régime stationnaire décollé [4]

Pour 5 ≤ Re ≤ 48, les forces d'inertie augmentent au cylindre. On observe un décollement de chaque côté du cylindre. Le point de décollement se déplace vers l'amont du cylindre quand le nombre de Reynolds augmente. L´écoulement est stable et reste stationnaire et symétrique par rapport à l'axe longitudinal. En aval du décollement se forment deux lobes de recirculation contrarotatifs attachés au cylindre (figure 1.3). Le point de rattachement, qui est défini comme le lieu où la vitesse longitudinale est nulle sur l'axe central du sillage, s´éloigne du cylindre quand le nombre de Reynolds augmente. L'abscisse de ce point définit la longueur de recirculation.

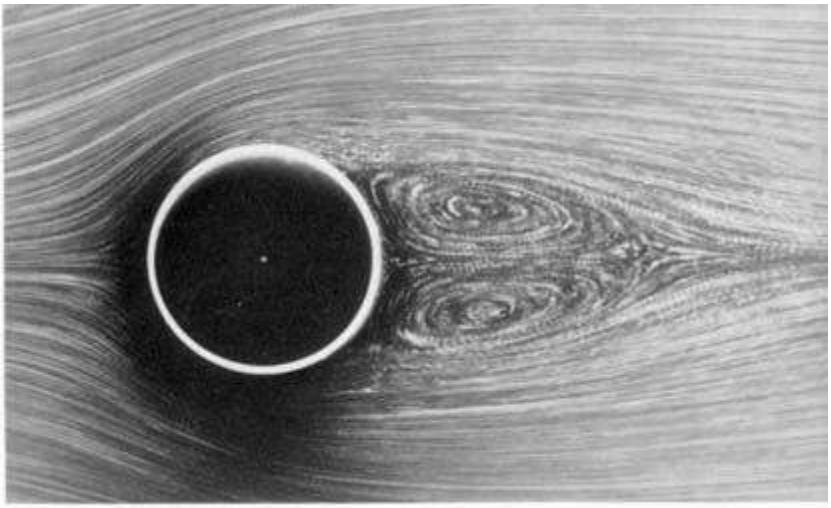


Figure. (1.3): Ecoulement stationnaire décollé à Re = 26 [4].

1.1.3. Régime laminaire instationnaire [4]

Pour 48 ≤ Re ≤ 180, l'écoulement devient instationnaire. Les différentes perturbations possibles ne peuvent plus être amorties et une instabilité se déclenche. Les deux tourbillons perdent leur symétrie par rapport à l'axe longitudinal, se détachent du cylindre alternativement et sont connectés dans le sillage pour former l'allée tourbillonnaire de Von-Kármán (figure 1.4). Cette instabilité absolue est de nature bidimensionnelle et est caractérisée par une périodicité fortement prononcée. Ainsi, le spectre temporel de la vitesse ou de la pression en un point de l´écoulement présente un pic correspond à la fréquence du lâchage tourbillonnaire. Cette fréquence adimensionnée par la vitesse de l´écoulement incident et le diamètre du cylindre définit le nombre de Strouhal. Dans ce régime, cette fréquence adimensionnée augmente avec le nombre de Reynolds.



Figure. (1.4): Ecoulement instationnaire à Re = 105 [4].

1.1.4. Les différents régimes sur le cylindre

La transition de l'écoulement d'un régime laminaire vers un régime turbulent dépend du nombre de Reynolds. La zone de transition entre l'écoulement laminaire et turbulent dépend aussi du nombre de Reynolds

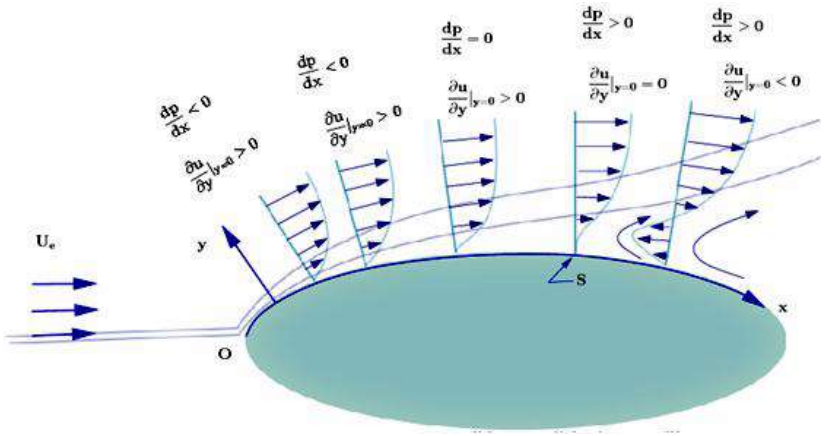


Figure. (1.5) : Profils de vitesse associée à la séparation sur un cylindre dans un écoulement transversal [5].

$\frac{dp}{dx} < 0 \Rightarrow \frac{dU_e}{dx} > 0$: Accélération dans le sens de l'écoulement ; gradient de pression favorable

$\frac{dp}{dx} > 0 \Rightarrow \frac{dU_e}{dx} < 0$: Décélération dans le sens de l'écoulement ; gradient de pression défavorable

Point S, $\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)_{y=0}$ $\Leftrightarrow$ C.-à-d. $\tau = 0$ Et U=constante.

1.1.5. Passage d'un régime à l'autre

Trois types de transition se présentent, la première est appelée transition naturelle où la couche limite laminaire développe ce qu'on appelle les ondes de Tollmien-Schlichting suivies par une amplification d'instabilités et finalement d'un écoulement complètement turbulent figure (1.5). La transition naturelle se produit habituellement avec de petites perturbations de l'écoulement libre.

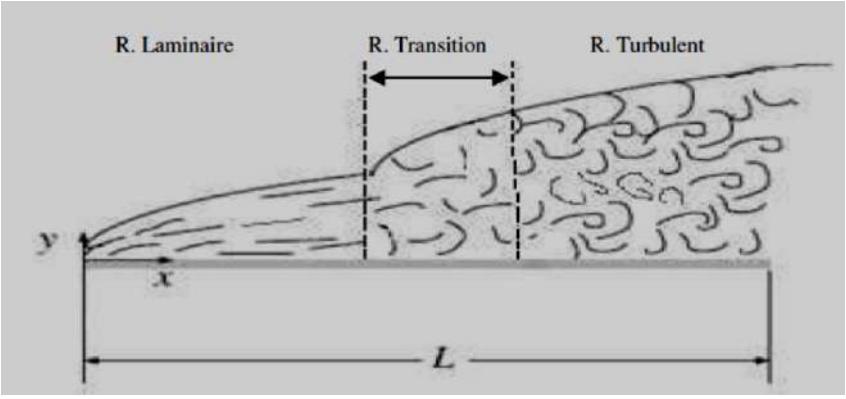


Figure. (1.5) : Phénomènes induits par la transition naturelle [5].

1.1.6. Le détachement tourbillonnaire

Description générale [6]

L'existence d'un détachement, ou d'un échappement de tourbillons à l'arrière d'un obstacle placé dans un écoulement est relativement connue du public. Sur un plan historique, le phénomène a été étudié au début du 20ème siècle expérimentalement par Henri Bénard en France et théoriquement par Theodor Von Kármán en Allemagne.

Bien qu'à l'origine l'obstacle employé fût, une plaque plane placée perpendiculairement à l'écoulement, ces tourbillons ont été largement étudiés à l'arrière du cylindre circulaire (figure 1.6).

En pratique, les tourbillons se détachent alternativement de chaque côté de l'obstacle pour former une rue de tourbillons alternés. Ce phénomène dépend du nombre de Reynolds car il prend naissance au sein de la couche limite, ou dans la couche de cisaillement pour les formes anguleuses.

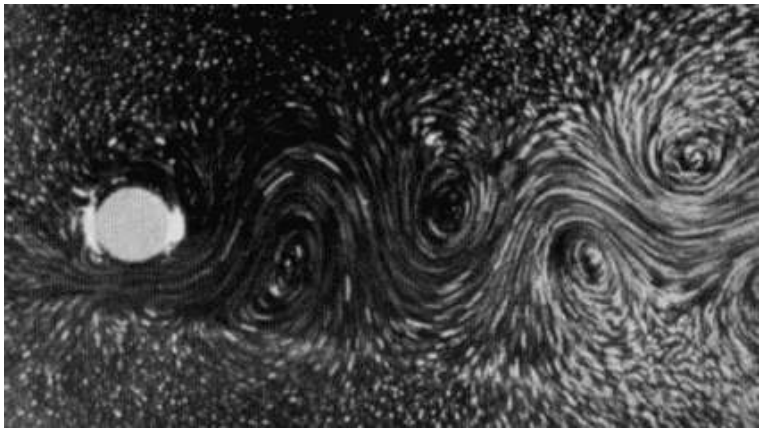


Figure. (1.6) : Tourbillons alternés derrière un cylindre circulaire à faible Reynolds [6].

D'une manière générale, les obstacles non profilés présentant une symétrie plus ou moins forte sont sujets à l'échappement tourbillonnaire. Sur des surfaces courbes, comme un cylindre circulaire, il existe une instabilité spatio-temporelle du point de décollement de la couche limite de part et d'autre du cylindre. Lorsque les formes sont anguleuses, le point de décollement est fixé sur l'arête, mais la couche de cisaillement subit également des instabilités qui induisent le déclenchement des tourbillons.

Dans le cas du dimensionnement des structures, le paramètre le plus important de ce phénomène est la fréquence dont se détachent les tourbillons, car ils génèrent sur l'obstacle des forces de portance fluctuantes quasi sinusoïdales.

1.1.7. Le nombre de Strouhal [6]

On note X la distance entre deux tourbillons d'une même rangée et U_c la vitesse d'avancement à laquelle ils sont convectifs par l'écoulement amont de vitesse U (figure 1.7). La fréquence f_t du détachement tourbillonnaire est le nombre de tourbillons d'une même rangée lâchés pendant une seconde, soit

$$f_t = \frac{U_C}{X} \tag{1.2}$$

L'obstacle possédant une dimension transversale D (le diamètre d'un cylindre circulaire), la fréquence sans dimension du détachement tourbillonnaire est le nombre de Strouhal tel que :

$$St = \frac{f_t \times D}{U} = \frac{U_C}{U} \times \frac{D}{X} \tag{1.3}$$

En pratique, le rapport entre la vitesse de convection des tourbillons et la vitesse de l'écoulement amont est une constante de l'ordre de 0.5, valeur qui reste valable quel que soit l'obstacle.

En revanche, la distance *X* varie en fonction du nombre de Reynolds et de la forme de l'obstacle. Pour un cylindre circulaire, cette distance est de l'ordre de 2,5 fois le diamètre et il s'ensuit donc d'après l'expression (1.3) que le nombre de Strouhal est proche de 0,2.

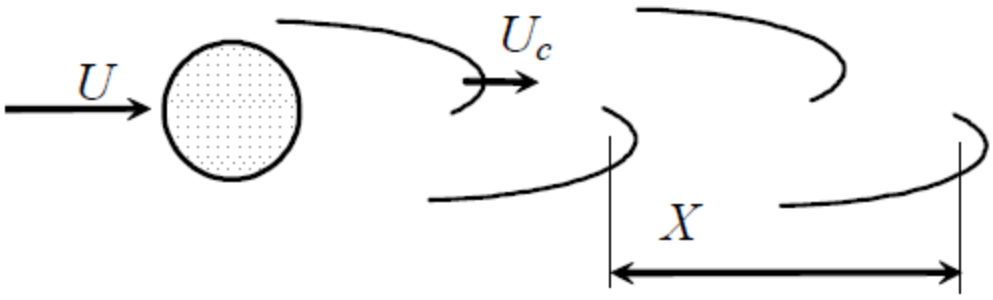


Figure. (1.7) : Morphologie des tourbillons alternés [6].

1.2. Notions aérodynamiques

L'aérodynamique est la science qui étudie les phénomènes accompagnant tout mouvement relatif entre un corps et l'air qui le beigne. Dans son utilisation en aérodynamique, en particulier en aérodynamique externe, une caractéristique fondamentale est que le nombre de Reynolds représentatif de l'écoulement est toujours beaucoup plus grand que l'unité.

1.2.1. Forces aérodynamiques

1.2.1.1. Le coefficient de traînée

Tout corps en déplacement dans l'air subit des forces de frottement s'opposant à son mouvement, dû à la viscosité du fluide Figure (1.8).

Donc le coefficient de traînée définit par le rapport entre ces deux forces [7] :

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}.\rho.U^2.L.D} \qquad (1.4)$$

F_D *:* Force de traînée par unité de longueur.

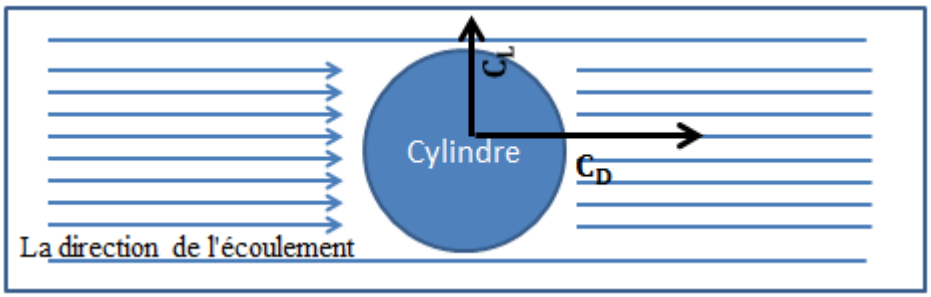


Figure. (1.8) : Coefficient de trainée et portance [7].

Ce coefficient est déterminé expérimentalement en mesurant la force F_D.

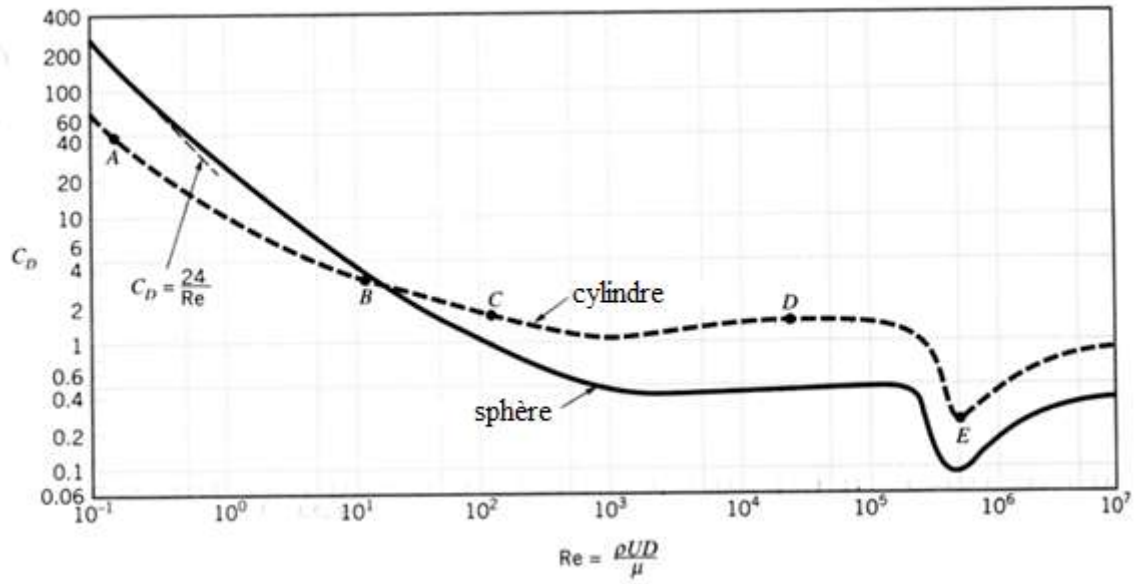


Figure. (1.9) : Coefficient de traînée en fonction du Reynolds [7] pour l'écoulement autour des cylindres et des sphères

La figure (1.9) montre la variation du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds. On voit ci-dessus les courbes de coefficient de traînée pour des sphères et des cylindres, exprimées comme des fractions du coefficient de traînée sur le nombre de Reynolds. On note une région de coefficient de traînée décroissant dans la basse gamme de Reynolds, une partie relativement large où le coefficient de traînée est constant, suivi d'une grande baisse et puis d'une augmentation au nombre de Reynolds à proximité de 200000.

1.2.1.2. Le coefficient de portance

La portance est la composante de la force subie par le corps perpendiculaire de la direction de la vitesse infinie amont.

Donc le coefficient de portance définit par le rapport entre ces deux forces [7] :

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}.\rho.U^2.L.D} \quad (1.5)$$

F_L : Force de portance par unité de longueur.

1.3. L'état d'art

La recherche est liée directement à l'évolution de la technologie; et c'est ce qui pousse les chercheurs à avancer dans des cas très compliqués et d'actualité susceptible d'être traitée à l'aide d'un outil informatique très puissant et avec des moyens expérimentaux les plus sophistiqués et les plus performants. Afin d'élargir nos connaissances dans ce domaine, nous avons fait une lecture des autres auteurs qui se résument comme suit :

Roquet et al (2003) [8] ont travaillé sur l'écoulement d'un fluide stationnaire autour d'un cylindre en utilisant la modélisation numérique pour étudier et expliquer la variation de l'effort de fléchissement sur le sillage d'un cylindre. Les résultats portent sur la détermination du comportement asymptotique du fluide.

Rong et al (2006) [9] ont mené une étude expérimentale de l'écoulement de l'eau peu profonde transitoire autour d'un cylindre circulaire horizontal avec un rapport d'espace G. à l'aide d'une méthode PIV image vélocimétrie de particule, Ils ont présenté la distribution de champ de vitesses, champ de pression et le développement du vortex pour divers rapports -espace G.

Nishino et al (2006) [10] ont effectué une étude numérique bidimensionnelle de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire, en utilisant le modèle DES (Detached Eddy Simulation). Les résultats obtenus par la DES ont prévu la cessation du décollement de tourbillon derrière cylindre ; et même résultat a été obtenu en utilisant la méthode

simulation RANS (Reynolds Average Numerical Simulation), mais avec un rapport – espace G=h/d plus petit que la DES.

Zhang et al (2006) [11] ont effectué une étude numérique de l'écoulement laminaire bidimensionnel autour d'une tige ascendante et d'un cylindre circulaire. Les résultats obtenus à l'aide du logiciel de simulation Fluent démontrent que le coefficient de trainée moyenne et le coefficient de fluctuation de portance du cylindre peuvent être réduits par une tige ascendante.

Cheng et al (2007) [12] ont simulé un écoulement de cisaillement linéaire incompressible bidimensionnel au-dessus d'un tube carré. Ils ont montré l'effet du taux de cisaillement τ sur la fréquence du décollement de tourbillon du cylindre. Les résultats obtenus montrent que le vortex derrière le cylindre dépend fortement du taux de cisaillement et du nombre de Reynolds. Pour un nombre Re = 50, l'effet d'un petit nombre τ cause un décollement de tourbillon alternatif suivi d'une intensité inégale, alors que pour un Re >50 et une grande valeur, supprime le décollement de tourbillon du cylindre. Les différences dans la force et la taille de vortex des côtés supérieurs et inférieurs du cylindre deviennent plus prononcées au fur et à mesure que le nombre τ augmente.

Belakroum et al (2007) [13] ont étudié par la méthode des éléments finis, le modèle LES (Large Eddy Simulation) pour simuler l'écoulement instationnaire et turbulent d'un fluide incompressible autour d'un cylindre. Ils ont trouvé que le phénomène d'éclatement tourbillonnaire est nettement mis en évidence.

Medane et al (2007) [14] ont étudié l'écoulement de fluide autour d'un obstacle, telle une aile de profil NACA 0021. Ils ont montré que l'utilisation du volet a l'influence directe sur la distribution de pression et donc sur les forces aérodynamiques du profil.

Pascal-Ribot et Blanchet (2007) [15] ont réalisé une étude expérimentale et numérique de l'écoulement de fluide autour d'un cylindre rigide en deux phases l'air et eau. La résolution numérique du problème a été faite à l'aide d'une méthode d'analyse dimensionnelle standard. Ils ont présenté une exploration de base pour évaluer les forces de portance de vibration exercées sur le cylindre.

Korichi et Oufer (2007) [16] ont étudié numériquement l'écoulement instationnaire et du transfert de chaleur autour d'une conduite de section carrée dans un canal, Ils ont montré que deux paramètres ont été testés à savoir, le nombre de *Nusselt* et l'angle d'orientation du cylindre par rapport au sens de l'écoulement du fluide (Air). L'étude à permis de conclure que l'écoulement permanent et stable est obtenue pour Re<Recr. Pour de grandes valeurs de *Re*, l'écoulement devient instationnaire transitoire et donne naissance à des tourbillons alternés développés en aval du cylindre. Ce phénomène conduit à la formation d'une onde dite de «Bénard - Von Karman » qui se propage derrière le cylindre. Les tourbillons alternés contribuent à l'accroissement du transfert de chaleur, notamment le long de la face arrière du cylindre. La valeur du nombre de *Reynolds* critique ne dépend que du rapport de blocage d/H. Pour le cas étudié (d/H=0.1), cette valeur se situe autour de 60. Ils ont été en outré observés que le transfert de chaleur est maximal le long de la face frontale et faible le long de la face arrière située dans la zone du sillage pour α=0°. Pour α=45° (valeur maximale), l'écart sur le nombre de *Nusselt* se réduit entre les quatre faces. Enfin, le nombre de *Nusselt* enregistre une augmentation notable lorsque le nombre de *Reynolds* augmente dans l'intervalle 50-200.

Shu et al (2008) [17] ont mené une étude numérique d'un écoulement transitoire bidimensionnel au-dessus d'un cylindre circulaire. La résolution numérique du problème a été faite à l'aide d'une méthode IBM (Méthode Immergée de Boltzmann) de correction-treillis. Ils ont constaté que cette méthode est simple dans le concept et facile pour l'exécution et la convergence du calcul numérique est plus rapide et plus stable.

Khabbouchi et Guellouz (2008) [18] ont effectué des mesures par PIV dans la zone du sillage proche derrière un cylindre placé près d'une paroi au niveau de son bord d'attaque. La configuration géométrique a permis d'isoler l'effet de l'écoulement type jet qui s'installe dans l'espacement entre la paroi et le cylindre. Le nombre de Reynolds, basé sur le diamètre du cylindre et la vitesse de l'écoulement libre est Re=8667. Ils ont montré l'existence de trois régions différentes d'écoulement lorsque le cylindre se rapproche de la paroi. L'effet de l'écoulement type jet se manifeste dans les faibles rapport- espace (G/D<0.3) en détruisant la couche de cisaillement inférieure et empêchant, par la suite l'allée de Von Karman de s'installer dans le sillage.

Shuyang (2008) [19] on a étudié numériquement et expérimentalement l'écoulement autour d'un cylindre circulaire pour un nombre de Reynolds sous-critique. Ils ont constaté que le nombre de Strouhal ne montre aucune variation par rapport au paramètre de cisaillement, et que le point d'arrêt à haute vitesse a une grande influence sur la force aérodynamique.

Dhouieb et al. (2008) [20] une étude expérimentale et numérique menée dans une conduite horizontale rectangulaire au milieu de laquelle est placé un cylindre carré de hauteur h=0.01m et de largeur l = 0.02m L'écoulement en amont de celui-ci est laminaire. Des mesures PIV ont été effectuées afin de caractériser expérimentalement les structures tourbillonnaires. Parallèlement, une simulation numérique 2D est réalisée pour faire la comparaison avec les résultats numériques. D'autres mesures PIV complémentaires ont été menées par le dessus du canal en aval du cylindre afin de détecter une éventuelle tridimensionnalisation de l'écoulement. Lors des mesures, ils ont constaté l'apparition des tourbillons de Von Karman dans le cas d'un écoulement derrière un cylindre dans un milieu confiné. Les résultats expérimentaux sont en bonnes concordances avec les simulations numériques 2D, Re_{mc} = 90. Pour des Re > 180 les instabilités deviennent très importantes. Les résultats de la simulation numérique 2D sont en concordance avec les résultats expérimentaux l'erreur est inférieur à 15 %.

Faghani et al (2009) [21] ont étudié l'écoulement et le transfert de chaleur d'un cylindre circulaire à partir d'un gicleur à air isotherme. L'étude s'est établie sur le nombre de Reynolds bas. Ils ont trouvé que le nombre de Nusselt moyen croit avec le nombre de Reynolds. Ainsi, la distance entre le bec et le cylindre a un effet fort sur le transfert de chaleur.

Lam et Zou (2009) [22] ont étudié numériquement et expérimentalement les écoulements turbulents autour du quatre cylindres dans une configuration carrée intégrée avec différents rapports d'espacement choisis. Les résultats obtenus de la fluctuation de vitesse sont avérés similaires aux résultats numériques.

Mahir (2009) [23] on a étudié l'écoulement bidimensionnel et tridimensionnel autour d'un cylindre carré placé près d'un mur plat avec un rapport d'espace G/D varié et pour des nombres de Reynolds aussi variables, en utilisant une méthode entièrement implicite, de

différence finie des équations Navier –Stokes. Ils ont constaté que la simulation numérique de l'écoulement tridimensionnel prévoit les coefficients de traînée et la racine carrée des coefficients de portance inférieurs que ceux de l'écoulement bidimensionnel. Ils ont conclu que le coefficient de traînée et la racine carrée des coefficients de portance diminuent légèrement aux grands rapports d'espace G/D.

Bruno et al (2009) [24] ont contribué par l'étude à l'analyse tridimensionnelle, de l'écoulement de fluide turbulent, pour un nombre de Reynolds élevé autour d'un cylindre rectangulaire avec un rapport de corde-à-profondeur G. Ils ont réalisé que les paramètres aérodynamiques principaux obtenus par la modélisation numérique sont semblables aux résultats proposés dans la littérature.

Ouestati et al (2010) [25] se sont intéressés à la simulation par les différentes formulations de la fonction vorticité pour résoudre l'équation de Navier-stocks. Étudié l'écoulement de fluide régulier et transitoire autour d'un obstacle carré. Ils ont conclu que cette formulation a plusieurs avantages, puisque la limite de pression est éliminée des équations de gouvernement et satisfait automatiquement l'équation de continuité.

Stéphane Mossaz (2011) [26] on a étudié expérimentalement et numériquement des écoulements inertiels de fluides à seuil autour d'un cylindre. Il est montré que l'élastoviscoplasticité du fluide retarde l'apparition du régime instationnaire avec détachement de tourbillons. La plasticité a bien sûr une part prépondérante dans ce comportement, mais l'effet du confinement, de l'indice de la loi puissance et de l'élasticité ne sont pas à négliger. Il a été aussi montré que les conditions d'interface ont une influence prépondérante dans ce régime d'écoulement. Une morphologie particulière de lâches des tourbillons a été observée. Cette morphologie symétrique avec un lâcher de deux tourbillons contrarotatifs simultanés semble être obtenue lorsqu'il y a glissement du fluide sur le cylindre.

[24] Farhoud, et al (2012) [27] ont étudié numériquement l'écoulement instationnaire laminaire autour d'un cylindre circulaire. Ils ne concluent que l'écoulement derrière cylindre circulaire simulé par logiciel Fluent. Les paramètres d'écoulement tels que le coefficient de portance, le nombre de Strouhal, angle de séparation et de la pression et les contours de vitesse sont examinés dans le présent document. Le nombre de Strouhal et

coefficient de traînée de cylindre circulaire Re = 150 sont 0,187225 et 1,3192723 respectivement. Et aussi, ils ont été montrés que les paramètres de l'écoulement dans 0 et 180 degrés ont au moins un changement dans la période de temps de vortex et aussi il a été montré que l'amplitude de l'oscillation du coefficient de portance est supérieure à celui du coefficient de traînée, mais la fréquence de l'oscillation du coefficient de traînée est deux fois plus que celle du coefficient de portance.

Jessica Sjah et al (2013) [28] ont modélisé l'écoulement de 2D visqueux autour d'un cylindre fixe par la méthode ASPHODEL. Ils ont conclu que les valeurs des coefficients de traînée due à la seule contribution de la pression (C_{Dp}), coefficient de portance (maximum C_{Lmax} ou valeur efficace C_{Lrms}) due à la seule contribution de la pression, de pression moyenne autour d'un cylindre (C_p) et le nombre de Strouhal (St) issu du coefficient de portance sont donnés. ASPHODEL donne respectivement pour C_{Dp} un écart relatif avec des études antérieures de 12%, 7% et 8.6% pour R_e = 40, 100 et 1000. ASPHODEL donne respectivement pour C_{Lrms} et C_{Lmax} un écart relatif égal à 5.5% et 1.5% pour R_e = 100 et 1000 par rapport à une étude antérieure. Pour *St*, les écarts relatifs sont au maximum de 8% pour *Re*= 100, mais peuvent atteindre 15% pour R_e = 1000. Dans ce cas-là, un modèle 3D serait nécessaire pour approcher de la réalité des phénomènes expérimentaux. Il semble que l'erreur au point d'arrêt du cylindre vient du modèle visqueux implémenté dans ASPHODEL, ce point devra être traité dans les versions ultérieures du code de calcul. L'étude d'écoulement visqueux autour d'un cylindre carré est apportée pour tester la capacité d'ASPHODEL à traiter des géométries complexes. Les écarts trouvés sont du même ordre de grandeur qu'obtenu pour le cylindre circulaire.

Chapitre. 2

FORMULATIONS MATHEMATIQUES ET METHODE NUMERIQUE UTILISEE

CHAPITRE 2
FORMULATIONS MATHEMATIQUES ET METHODE NUMERIQUE UTILISEE

Dans le présent travail, les écoulements considérés sont bidimensionnelles laminaires, stationnaires et instationnaires d'un fluide incompressible, sans transfert de chaleur. Les équations traduisant la continuité de masse et de quantité de mouvement régissant de tels écoulements avec les simplifications nécessaires sont décrites ci-dessous.

2.1. Equations gouvernantes

Les équations régissant le problème sont les équations de continuité, qui expriment la conservation de masse, et de quantité de mouvement.

Dans ce chapitre, on se limite aux équations valables pour un fluide (air) à masse volumique constante incompressible. Afin, d'expliciter clairement chaque terme, on exprimera les équations dans un système de coordonnées cartésiennes.

- coordonnées (x, y, z)
- vitesse (u , v, w)

2.1.1. Equations de transport

Les équations qui régissent l'écoulement d'un fluide incompressible newtonien sont [29]:

(a) Equation de continuité

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho . U_i) = 0 \qquad (2.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \qquad (2.2)$$

(b) Equations de quantité de mouvement (de Navier Stokes)

La loi de conservation de quantité de mouvement traduite par les équations de Navier Stokes exprime tout simplement la loi fondamentale de la dynamique à un fluide newtonien.

Les équations de quantité de mouvement écrites selon x, y, et z sont les suivantes:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho uu}{\partial x} + \frac{\partial \rho uv}{\partial y} + \frac{\partial \rho uw}{\partial z} = \rho g_x - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial u}{\partial z}\right) \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho vu}{\partial x} + \frac{\partial \rho vv}{\partial y} + \frac{\partial \rho vw}{\partial z} = \rho g_y - \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial v}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial v}{\partial z}\right) \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \frac{\partial \rho wu}{\partial x} + \frac{\partial \rho wv}{\partial y} + \frac{\partial \rho ww}{\partial z} = \rho g_z - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu \frac{\partial w}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu \frac{\partial w}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial w}{\partial z}\right) \quad (2.5)$$

Où :

g_x, g_y, g_z : Composantes de l'accélération dues à la pesanteur ;

μ: Viscosité dynamique.

2.1.2. Hypothèses simplificatrices

(a) Ecoulement autour d'un cylindre

Nous supposons, alors, que :

Premier Cas

- L'écoulement est stationnaire.
- L'écoulement est bidimensionnel.
- L'écoulement est incompressible.
- Le fluide est visqueux.
- Absence de transfert de chaleur.

Compte tenu des hypothèses précédentes, les équations de base régissant l'écoulement sont données respectivement par :

Equation de continuité :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \tag{2.6}$$

Les équations de quantité de mouvement écrites suivant x et y sont :

$$\rho\left(u\,\frac{\partial u}{\partial x} + v\,\frac{\partial u}{\partial y}\right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) \tag{2.7}$$

$$\rho\left(u\,\frac{\partial v}{\partial x} + v\,\frac{\partial v}{\partial y}\right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right) \tag{2.8}$$

Deuxième Cas

- L'écoulement est transitoire.
- L'écoulement est bidimensionnel.
- L'écoulement est incompressible.
- Le fluide est visqueux.
- Absence de transfert de chaleur.

Compte tenu des hypothèses précédentes, les équations de base régissant l'écoulement sont données respectivement par :

Equation de continuité :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \tag{2.9}$$

Les équations de quantité de mouvement écrites suivant x et y sont :

$$\overbrace{\rho\left(\underbrace{\frac{\partial u}{\partial t}}_{\text{instationnaire}} + \underbrace{u\,\frac{\partial u}{\partial x} + v\,\frac{\partial u}{\partial y}}_{\text{convectif}}\right)}^{\text{force d'inertie}} = \overbrace{\underbrace{-\frac{\partial p}{\partial x}}_{\text{pression}} + \underbrace{\mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)}_{\text{terme visqueux}}}^{\text{force appliquées}} \tag{2.10}$$

$$\rho\left(\frac{\partial v}{\partial t} + u\,\frac{\partial v}{\partial x} + v\,\frac{\partial v}{\partial y}\right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right) \tag{2.11}$$

(b) Ecoulement autour d'un cylindre proche d'une paroi solide

Nous supposons, alors, que :

Premier cas :

- L'écoulement est stationnaire.
- L'écoulement est bidimensionnel.
- L'écoulement est incompressible.
- Le fluide est visqueux.
- Absence de transfert de chaleur.

Compte tenu des hypothèses précédentes, les équations de base régissant l'écoulement sont les mêmes équations (2.6), (2.7) et (2.8).

Deuxième cas :

- L'écoulement est instationnaire.
- L'écoulement est bidimensionnel.
- L'écoulement est incompressible.
- Le fluide est visqueux.
- Absence de transfert de chaleur.

Compte tenu des hypothèses précédentes, les équations de base régissant l'écoulement sont les mêmes équations (2.9), (2.10) et (2.11).

2.2. La méthode de résolution pour le fluide [30]

Les écoulements non visqueux idéalisés par l'intermédiaire de la fonction de l'écoulement ou de la fonction potentielle de vitesse peuvent indiquer l'information valable dans beaucoup de cas. Puisque aucun fluide n'est vraiment non visqueux, l'exactitude de ces analyses avec l'augmentation de viscosité d'un vrai fluide n'est pas atteinte. Pour illustrer cet effet (et les complications surgissant de la viscosité) nous examinons maintenant l'application de la méthode des éléments finis à la classe restreinte des écoulements visqueux incompressibles.

Les présentations et les restrictions applicables aux développements suivants sont :

1. l'écoulement peut être considéré bidimensionnel.
2. pas de transfert de chaleur.
3. l'écoulement est régulier en ce qui concerne le temps.

Dans ces conditions, Navier-Stocks ont mis des équations représentant la conservation de quantité de mouvement :

$$\rho u\frac{\partial u}{\partial x}+\rho v\frac{\partial u}{\partial y}-\mu\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}-\mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial p}{\partial x}=F_{Bx} \qquad (2.12)$$

$$\rho u\frac{\partial v}{\partial x}+\rho v\frac{\partial v}{\partial y}-\mu\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}-\mu\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}+\frac{\partial p}{\partial y}=F_{By}$$

Où :

u Et v : Sont les vitesses suivantes x et y respectivement.

ρ : La masse volumique du fluide,

p : La pression,

μ : La viscosité absolue du fluide,

F_{Bx}, F_{By} : Les forces du corps par unité de volume dans les directions x et y respectivement.

Noter soigneusement que la non linéarité de l'équation (2.12) est dû à la présence des limites convertibles avec l'inertie de la forme $\rho u\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$ avant le traitement des limites non linéaires directement en ce moment, nous considérons d'abord le cas spécial suivant :

Pour un écoulement d'un fluide ou la viscosité est très petite, le terme de l'inertie (c.-à-d. le terme non linéaire précède) peut être négligeable dans la comparaison avec l'effet de la viscosité.

Tels écoulements sont connus par les écoulements de stocks (ou écoulement de rampement), sont généralement produits dans le processus de la grande viscosité du fluide, comme les polymères fondus. Négligeant les limites d'inertie, les équations de quantité de mouvement deviennent :

$$-\mu\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}-\mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial p}{\partial x}=F_{Bx} \tag{2.13}$$

$$-\mu\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}-\mu\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}+\frac{\partial p}{\partial y}=F_{By}$$

L'équation (2.13), les conditions aux limites et l'équation de continuité forment un système de trois équations dont on a trois inconnus : $u(x,y)$,$v(x,y)$ et $p(x,y)$. par conséquent, une formulation d'éléments finis inclut trois variables nodales, et leurs discrétisations sont comme suite:

$$\begin{aligned} u(x,y) &= \sum_{i=1}^{M} N_i\,(x,y)u_i = [N]^T\{u\} \\ v(x,y) &= \textstyle\sum_{i=1}^{M} N_i\,(x,y)v_i = [N]^T\{v\} \\ p(x,y) &= \sum_{i=1}^{M} N_i\,(x,y)p_i = [N]^T\{p\} \end{aligned} \tag{2.14}$$

L'application de la méthode de GALERKIN pour les éléments finis en deux dimensions (assumés pour avoir l'épaisseur uniforme d'unité dans la direction du z) rapporte les équations résiduelles :

$$\begin{aligned} &\textstyle\int_{A^{(e)}} N_i\left(\ -\mu\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}-\mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial p}{\partial x}-F_{Bx}\ \right)dA=0 \\ &\textstyle\int_{A^{(e)}} N_i\left(\ -\mu\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}-\mu\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}+\frac{\partial p}{\partial y}-F_{By}\ \right)dA=0 \quad i=1,M \\ &\textstyle\int_{A^{(e)}} N_i\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\ \right)dA=0 \end{aligned} \tag{2.15}$$

Pendant que les procédures exigées pour obtenir les diverses matrices d'élément sont couvertes en détail dans les développements précédents, nous n'examinons pas

l'équation (2.15) entièrement. Au lieu de cela, seules quelques limites représentatives sont développées et les résultats sont énoncés par inférence.

D'abord, considérons le terme visqueux contenir le dérivé en second lieu spatial du composant de vitesse comme :

$$-\int \mu N_i \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) dA = 0 \quad i = 1, M \tag{2.16}$$

Celle-ci peut être exprimée aussi par :

$$-\int_{A^{(e)}} \mu \left[\frac{\partial}{\partial x}\left(N_i \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(N_i \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] dA + \int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial N_i}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial y} \right) dA \quad i = 1, M \tag{2.17}$$

L'application du théorème de Green-Gauss sur la première intégrale dans l'expression (2.17) donne :

$$-\int_{A^{(e)}} \mu \left[\frac{\partial}{\partial x}\left(N_i \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(N_i \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] dA = -\int_{S^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} n_x + \frac{\partial u}{\partial y} n_y \right) dS \quad i = 1, M \tag{2.18}$$

Où

$S^{(e)}$: Est la frontière de l'élément et$\left(n_x, n_y\right)$ est les composantes du vecteur normal extérieur d'unité à la frontière. Par conséquent, l'intégrale dans l'expression (2.18) devient :

$$-\int_{A^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) dA = -\int_{S^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} n_x + \frac{\partial u}{\partial y} n_y \right) dS + \int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial N_i}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial y} \right) dA \tag{2.19}$$

Noter que le premier terme du côté droit de l'équation (2.19) représente une limite nodale de force de frontière pour l'élément. Une telle limite résulte de l'effort de cisaillement. Car nous avons observé beaucoup de fois, l'annulation de ses limites sur des frontières d'internement et doivent être considérées seulement sur les frontières globales 'un modèle d'élément finis. Par conséquent, ses limites sont considérées seulement dans l'étape d'assemblage.

La deuxième intégration dans l'équation (2.19) est une partie de la matrice de rigidité pour le problème liquide. Et comme la limite est liée à la vitesse suivante *x* et à la viscosité, on dénote cette partie de la matrice$\left[k_{u\mu}\right]$.rappelons que l'équation (2.19)

représente *M* équation. L'intégrale est convertie en matrice d'employer le premier de l'équation (2.14) pour obtenir :

$$\int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial [N]^T}{\partial x} \frac{\partial [N]}{\partial x} + \frac{\partial [N]^T}{\partial y} \frac{\partial [N]}{\partial y} \right) dA\{u\} = \left[k_{u\mu} \right] \{u\} \tag{2.20}$$

Employer la même approche avec la seconde de l'équation (2.15), les résultats sont semblables. Nous obtenons le résultat analogue :

$$- \int_{A^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) dA = - \int_{S^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial v}{\partial x} n_x + \frac{\partial v}{\partial y} n_y \right) dS + \int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial y} \right) dA \tag{2.21}$$

Procèdent comme avant, nous mettons en boîte les intégrales de secteur du côté droit comme :

$$\int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial [N]^T}{\partial x} \frac{\partial [N]}{\partial x} + \frac{\partial [N]^T}{\partial y} \frac{\partial [N]}{\partial y} \right) dA\{v\} = \left[k_{v\mu} \right] \{v\} \tag{2.22}$$

Vu après la pression les limites et convertir en (2.15) mène à la notation de matrice, la première de l'équation vaut :

$$\int_{A^{(e)}} [N]^T \frac{\partial [N]}{\partial x} dA\{p\} = \left[k_{px} \right] \{p\} \tag{2.23}$$

Et pareillement, le deuxième terme de quantité de mouvement contient :

$$\int_{A^{(e)}} [N]^T \frac{\partial [N]}{\partial y} dA\{p\} = \left[k_{py} \right] \{p\} \tag{2.24}$$

Les composants nodaux de force correspondent à la force des corps sont aisément montrés pour être donnés par :

$$\{f_{Bx}\} = \int_{A^{(e)}} [N]^T F_{Bx} \, dA \tag{2.25}$$
$$\{f_{By}\} = \int_{A^{(e)}} [N]^T F_{By} \, dA$$

Combinant la notation développée dans l'équation (2.20)- (2.25), l'équation de quantité de mouvement pour l'élément finis sera :

$$\begin{aligned}\left[k_{u\mu}\right]\{u\} + \left[k_{px}\right]\{p\} &= \{f_{Bx}\} + \{f_{x\tau}\} \\ \left[k_{v\mu}\right]\{v\} + \left[k_{py}\right]\{p\} &= \left\{f_{By}\right\} + \left\{f_{y\tau}\right\}\end{aligned} \tag{2.26}$$

Ou, pour la perfection, les forces nodales correspondant aux frontières d'élément finies d'intégrales $S^{(e)}$dans les équations (2.19) et (2.21) ont été incluses.

En conclusion, l'équation de continuité est exprimée en termes de vitesses nodales en matrices comme :

$$\int_{A^{(e)}}[N]^T \frac{\partial[N]}{\partial x} dA\{u\} + \int_{A^{(e)}}[N]^T \frac{\partial[N]}{\partial y} dA\{v\} = [k_u]\{u\} + [k_v]\{v\} = 0 \tag{2.27}$$

Où :

$$\begin{aligned}[k_u] &= \left[k_{px}\right] \int_{A^{(e)}}[N]^T \frac{\partial[N]}{\partial x} dA \\ [k_v] &= \left[k_{py}\right] \int_{A^{(e)}}[N]^T \frac{\partial[N]}{\partial y} dA\end{aligned} \tag{2.28}$$

Comme il est formulé ici, les équations (2.26) et (2.27) sont un système des équations algébriques de 3M régissant les valeurs nodales 3M inconnues$\{u\}, \{v\}, \{p\}$ et peuvent être exprimés formellement comme le système suivant :

$$\begin{bmatrix} \left[k_{u\mu}\right] & [0] & \left[k_{px}\right] \\ [0] & \left[k_{v\mu}\right] & \left[k_{py}\right] \\ [k_u] & [k_v] & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{u\} \\ \{v\} \\ \{p\} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \{f_{Bx}\} \\ \{f_{By}\} \\ \{0\} \end{Bmatrix} \Rightarrow \left[k^{(e)}\right]\left\{\delta^{(e)}\right\} = \left\{f^{(e)}\right\} \tag{2.29}$$

$\left[k^{(e)}\right]$: Représente la matrice de rigidité de l'élément. Noter bien que la matrice de rigidité d'élément se compose de neuf sous matrices de M× M, et bien que les différents sous matrices soient symétriques, la matrice de rigidité n'est pas symétrique.

Le développement menant à l'équation (2.29) est basé sur l'évaluation des composants de la pression et de la vitesse au même nombre de nœuds. Ce n'est pas nécessairement le cas pour un élément liquide. Une recherche informatique montre qu'une

meilleure exactitude est obtenue si les composants de vitesse sont évalués à un plus grand nombre de nœuds que de pression. En d'autres termes, les composants de vitesse sont discrétisés en utilisant la fonction évoluée d'interpolation que la variable de pression. Par exemple, des six nœuds d'éléments triangulaires quadratiques pourraient être employés pour des vitesses, alors que la variable de pression est interpolée seulement aux nœuds faisant le coin, pour cela, l'interpolation linéaire est suffisante. Dans ce cas, l'équation (2.28) ne se tient pas.

L'arrangement des équations et la définition associée de la matrice de rigidité de l'élément dans l'équation (2.29) est basé sur l'ordonner des variables nodales comme :

$$\{\delta\}^T = [u_1 \;\; u_2 \;\; u_3 \;\; v_1 \;\; v_2 \;\; v_3 \;\; p_1 \;\; p_2 \;\; p_3]$$

(En utilisant un élément de trois nœuds, par exemple). Une telle commande est bien adaptée pour illustrer le développement des équations de l'élément. Cependant, si les équations globales pour un modèle à plusieurs éléments sont assemblées et les variables nodales globales sont pareillement passées commande, c a d,

$$\{\Delta\}^T = [U_1 \;\; U_2 \;\; \ldots \;\; V_1 \;\; V_2 \;\; \ldots \;\; P_1 \;\; P_2 \;\; \ldots \;\; P_N]$$

Les conditions informatiques sont prohibitivement inefficaces, parce que la rigidité globale a une grande largeur de bande. D'autre part, si les variables nodales sont commandées comme :

$$\{\Delta\}^T = [U_1 \;\; V_1 \; P_1 \;\; U_2 \;\; V_2 \; P_2 \;\; \ldots \;\; U_N \;\; V_N \; P_N]$$

L'efficacité informatique est considérablement améliorée, car la largeur de bande de la matrice est sensiblement réduite. Pour une discussion plus détaillée des matrices réunies et des techniques informatiques associées.

2.3. Résolution par ANSYS CFX

Dans ce qui suit, seront décrites la construction de la géométrie de chaque cas étudié, la génération de son maillage ainsi que l'incorporation des conditions aux limites telles qu'elles ont été élaborées dans le meilleur ICEM et le solveur CFX.

2.3.1. Géométrie

La configuration géométrique traitée est présentée ci-dessous, voir Figure (2.1).

a) écoulement autour d'un cylindre

L'écoulement autour d'un obstacle cylindre de deux dimensions, a été si simulé à l'aide du code ANSYS CFX. Le domaine de calcul est surface de dimension 50 m x 40 m avec une entrée, une sortie et deux côtés latéraux. Figure (2.1).

- *Les conditions d'entrée :*

Les caractéristiques de fluide :

La vitesse $V = 20\ m/s$.

La masse volumique $\rho = 1\ Kg / m^3$.

- *Les conditions de sortie :*

Pression relative $P = 0\ pa$

2.3.2. Création de maillage

Le logiciel ICEM est utilisé pour créer le maillage, C'est un pré processeur intégré pour l'analyse en CFD (computation fluid Dynamics).

Il est utilisé pour construire une géométrie et générer son maillage.

Les options de génération de maillages d'ICEM offrent une flexibilité de choix. La géométrie peut être décomposée en plusieurs parties pour générer un maillage structuré, sinon ICEM génère automatique un maillage non structure adaptée au type de géométrie construite. Les défauts sont détectés à l'aide de son interface comportant plusieurs fenêtres d'outils de création, génération, vérification du maillage du modèle étudié et l'incorporation des conditions aux limites.

Dans le présent travail, ICEM offre cette possibilité de définir d'obstacles cylindriques, créer un volume représentant le domaine d'étude et générer son maillage (voir les figures (2.2), (2.3) (2.5), (2.6), (2.7) et (2.8).

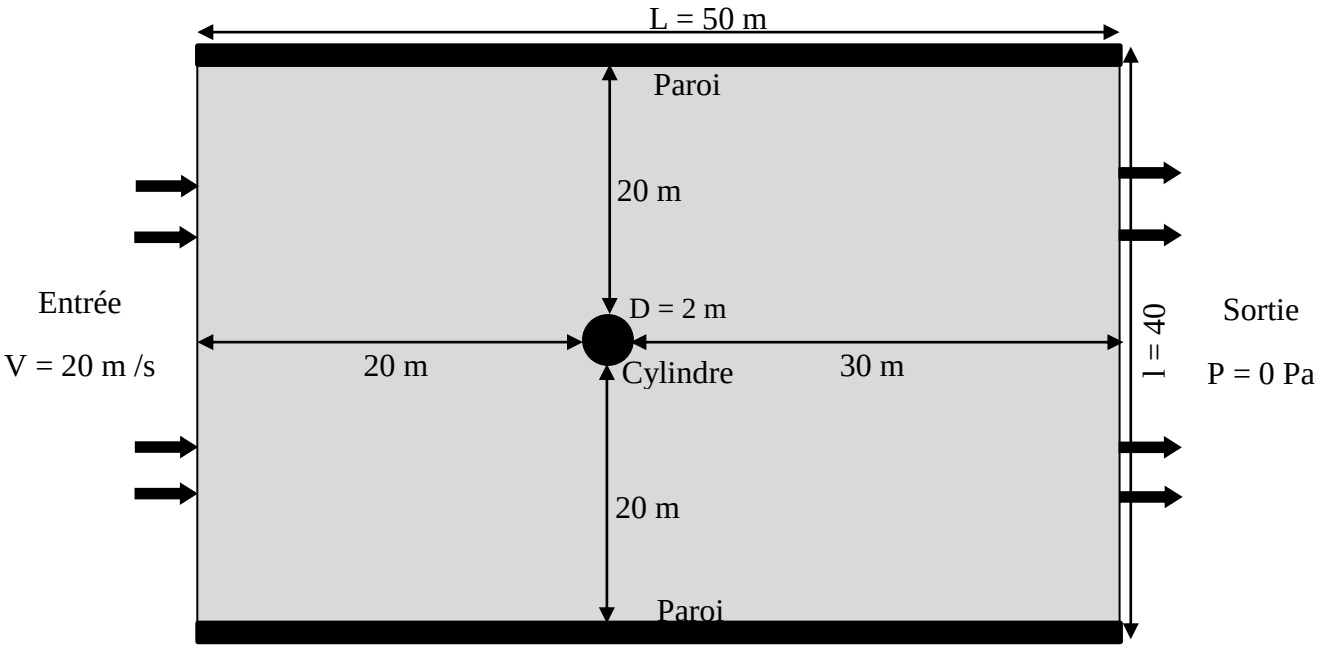


Figure. (2.1): Les dimensions de domaine et les conditions aux limites pour écoulement autour d'un cylindre.

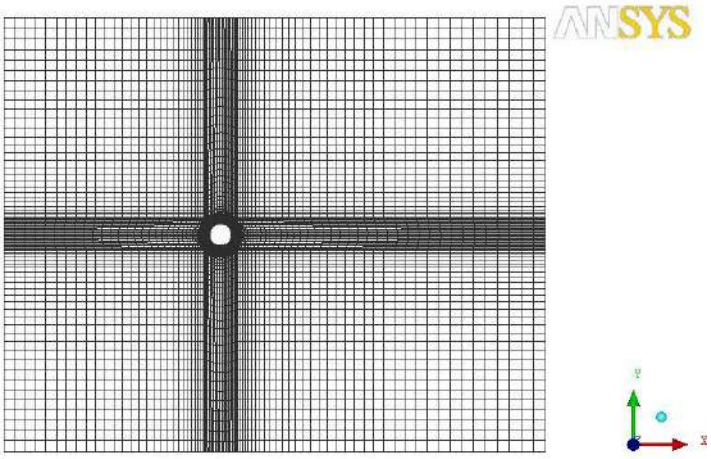


Figure. (2.2): Maillage pour l'écoulement autour d'un cylindre.

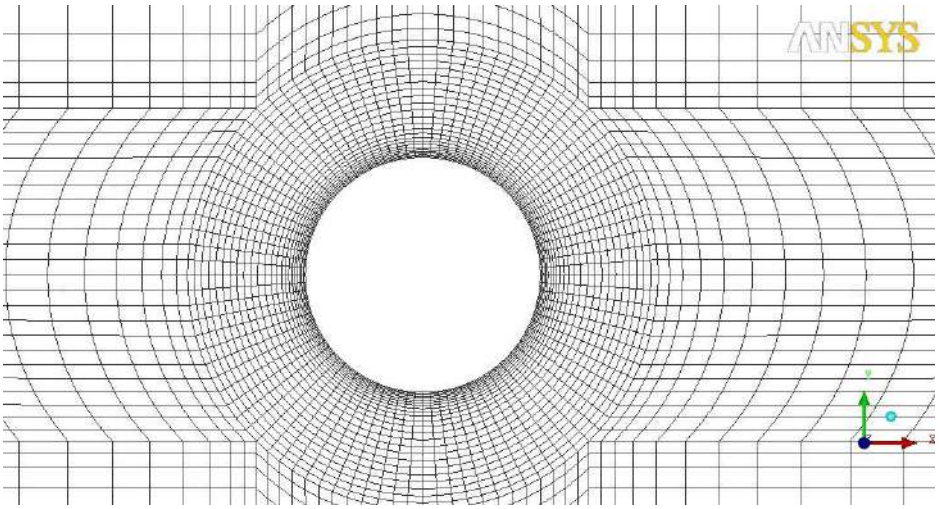


Figure. (2.3): Maillage au voisinage du cylindre.

b) écoulement autour d'un cylindre proche d'une paroi solide

L'écoulement autour d'un cylindre de deux dimensions, a été si simulé à l'aide du code ANSYS CFX. Le domaine de calcul est surface de dimension 50 Cm x 40 Cm avec une entrée, une paroi proche de cylindre par la distance (Y/D) et les deux côtés sont des sorties. Figure (2.4).

- *Les conditions d'entrée :*

Les caractéristiques de fluide :

La viscosité $\mu = 1.831*10^{-5}$ *pa s.*

La masse volumique $\rho = 1.185\ Kg/m^3$.

Reynolds $Re = 1 \ldots\ldots\ldots\ldots 1000.$

- *Les conditions de sortie :*

Les deux sorties la pression relative $P = 0$ *pa*

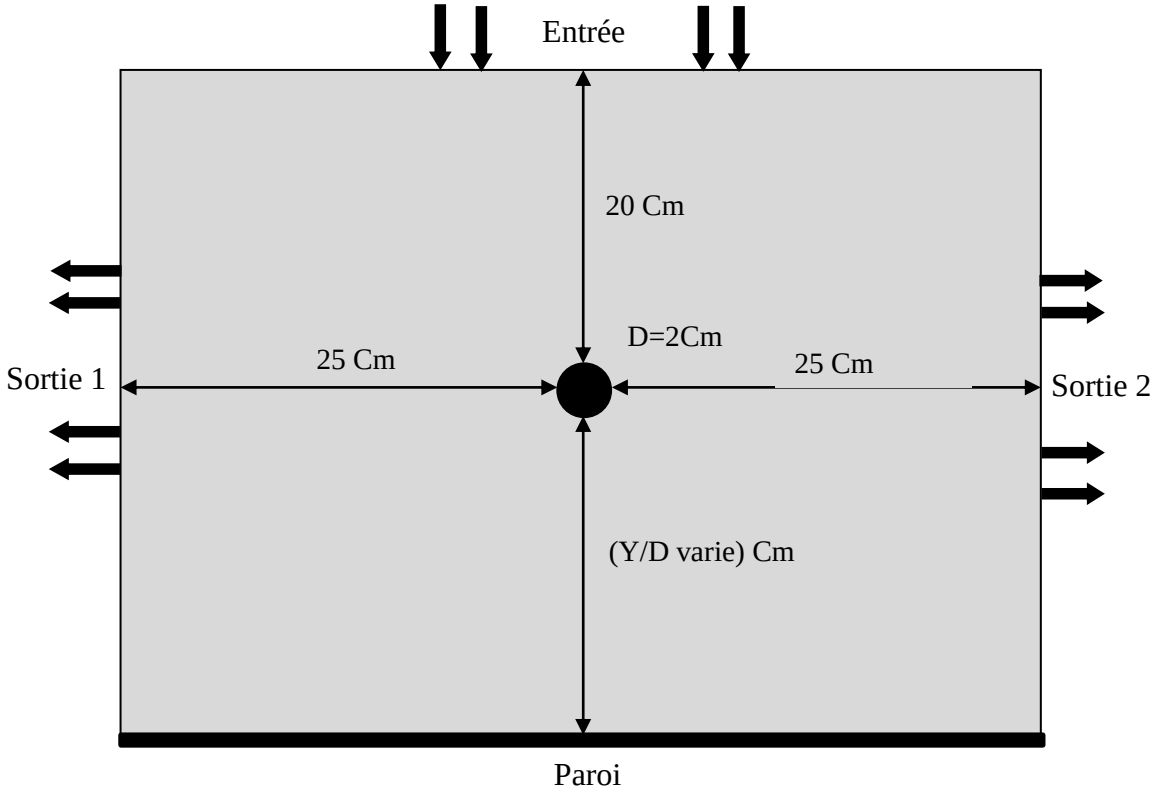


Figure. (2.4): Les dimensions du domaine et les conditions aux limites pour écoulement autour d'un cylindre proche d'une paroi solide.

Les différents cas de maillage sont exposés ci-dessous

a) Le maillage pour Y= 20 D

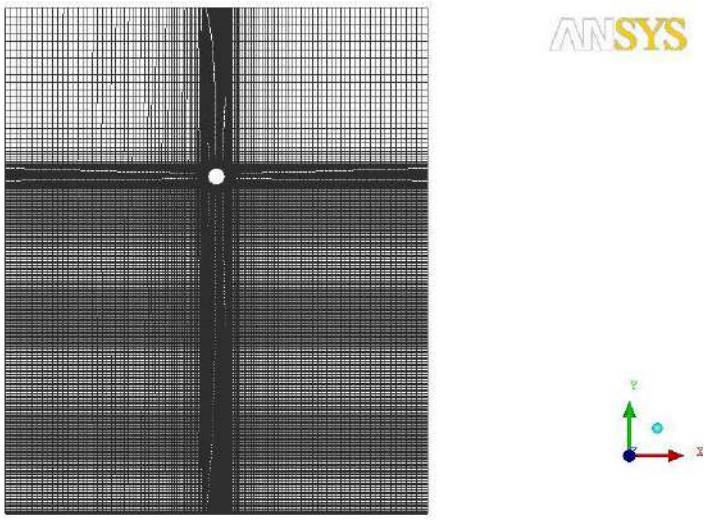


Figure. (2.5): Maillage pour l'écoulement autour d'un cylindre proche d'une paroi pour Y= 20 D.

b) Le maillage pour Y= 15 D

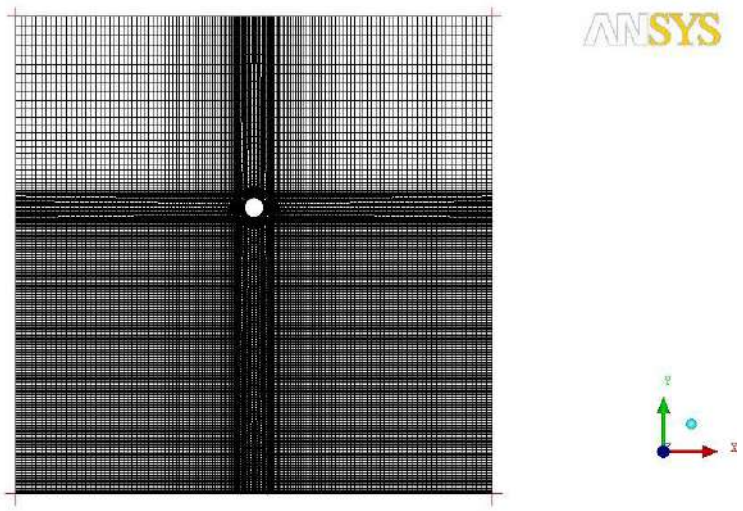


Figure. (2.6): Maillage pour l'écoulement autour d'un cylindre proche d'une paroi pour Y= 15 D.

c) Le maillage pour Y= 10 D

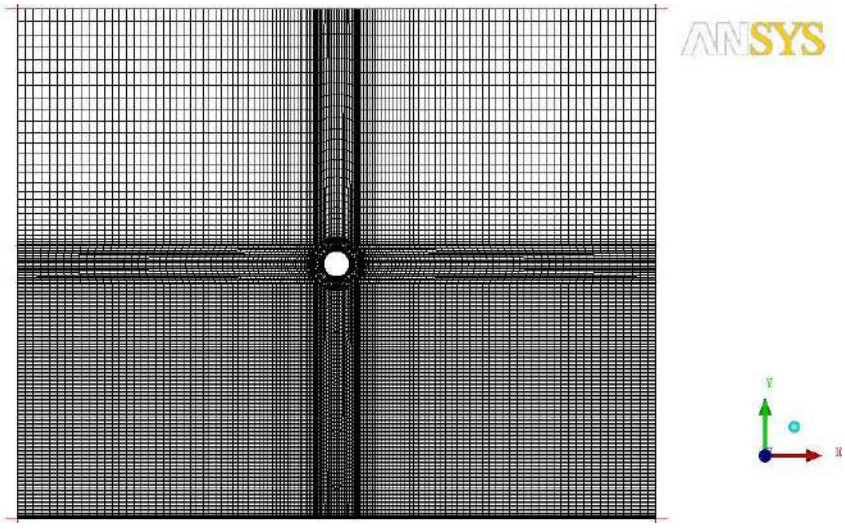


Figure. (2.7): Maillage pour l'écoulement autour d'un cylindre proche d'une paroi pour Y= 10 D.

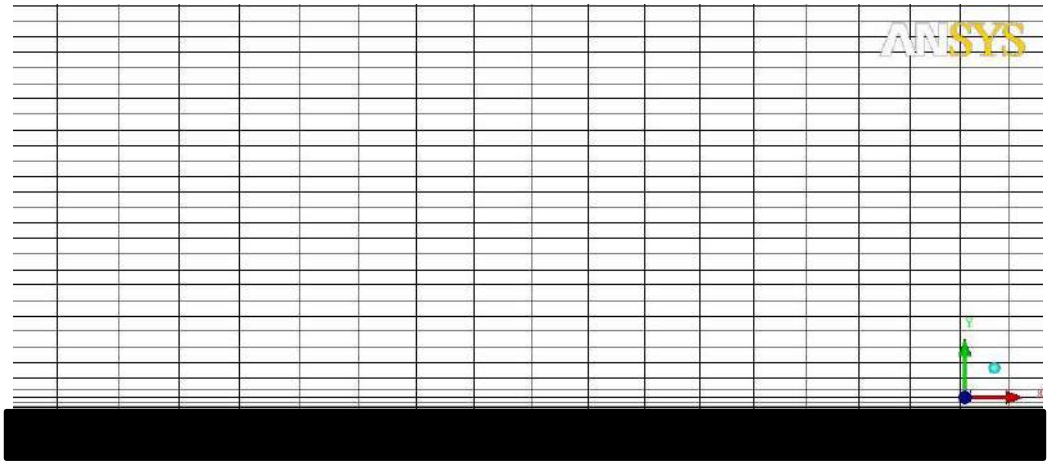


Figure. (2.8): Maillage (figure 2.7) agrandi pour l'écoulement dans la zone proche de la paroi.

Chapitre. 3

RESULTATS ET DISCUSSION

CHAPITRE 3
RESULTATS ET DISCUSSION

Nous présentons dans ce chapitre les résultats de la simulation numérique obtenus par le code de calcul Ansys CFX. Notre problème porte sur l'étude du comportement dynamique d'un écoulement laminaire autour un obstacle cylindrique impactant une paroi solide.
Tout d'abord, pour valider notre modèle, on a étudié l'écoulement classique autour d'un cylindre. Ensuite on s'intéresse à l'étude de l'écoulement autour d'un cylindre contre une paroi solide. Principalement, on a analysé l'effet de la distance paroi-cylindre sur l'écoulement. Pour cette raison, trois simulations numériques ont été utilisées avec trois distances paroi-cylindre en l'occurrence, 20 D, 15 D, 10 D.
Pratiquement, on a suivi l'influence de ces distances, sur le changement des paramètres suivants : les vitesses, les pressions, et les coefficients aérodynamiques (trainée et portance). Les géométries considérées et les conditions aux limites ont été présentées dans le deuxième chapitre.

3.1. Ecoulement autour d'un cylindre

3.1.1. Analyse de la dépendance du maillage

Une série de simulation a été faite pour analyser la dépendance du maillage de la solution. Les différents résultats sont regroupés dans le tableau (3.1) ci-dessous. Cinq configurations différentes ont été rapportées. Ces configurations ont été obtenues avec des maillages quadrilatéraux constitués de 4768, 6632, 14492, 26328 et 18988 nœuds pour un écoulement laminaire instationnaire avec un nombre de Reynolds Re=100. La figure (3.1) ci-dessous illustre la variation de la densité spectrale de la puissance en fonction de la fréquence *f* pour les différents cas.

À partir du tableau (3.1) on peut constater que l'erreur entre les résultats du cas D et E est inférieure à 1%. Par conséquent, le maillage du cas D est suffisant pour obtenir une solution indépendante de maillage.

Tableau (3.1) : Valeurs du nombre de Strouhal pour différents Maillages à Re=100.

Les cas	Nombre des nœuds	Nombre des éléments	Densité spectrale de puissance [Pa^2/ Hz]	Fréquence [Hz]	Strouhal	Strouhal expérimental
Cas A	4768	2274	1.13445	1.46501	0.146501	0.164 [31]
Cas B	6632	3186	0.625863	1.51553	0.151553	
Cas C	14492	7052	1.22612	1.56605	0.156605	
Cas D	18988	9272	0.428832	1.61657	0.161657	
Cas E	26328	12902	1.09376	1.61657	0.161657	

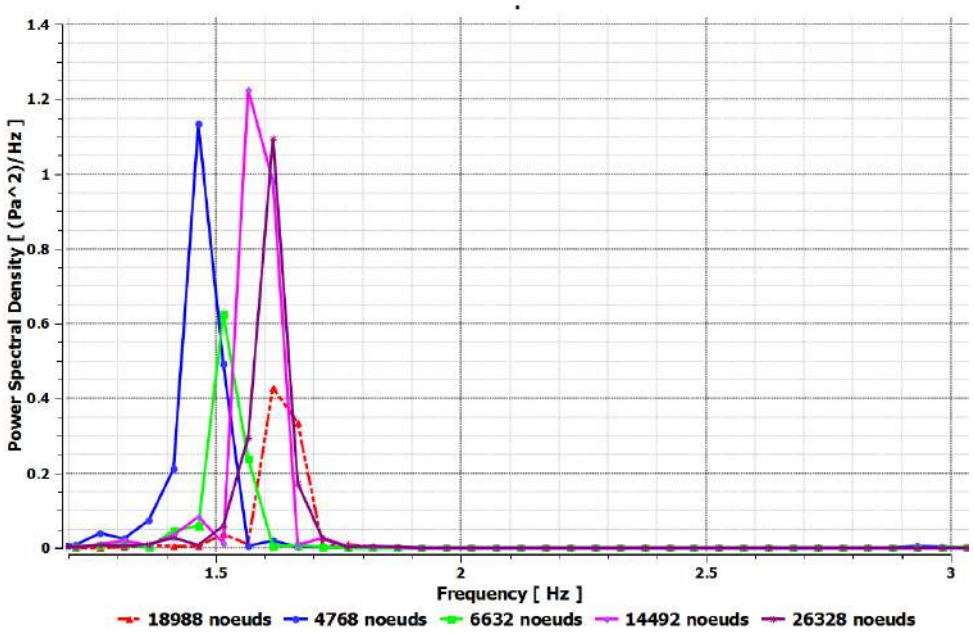


Figure (3.1): Variation de la densité spectrale de la puissance en fonction de la fréquence pour des différents maillages de l'écoulement autour d'un cylindre (Re=100).

La figure (3.2) représente la variation de la densité spectrale de puissance en fonction de la fréquence pour Re =100 dans le cas choisi (D). À partir de ce graphe, on peut calculer la fréquence dominante de l'écoulement.

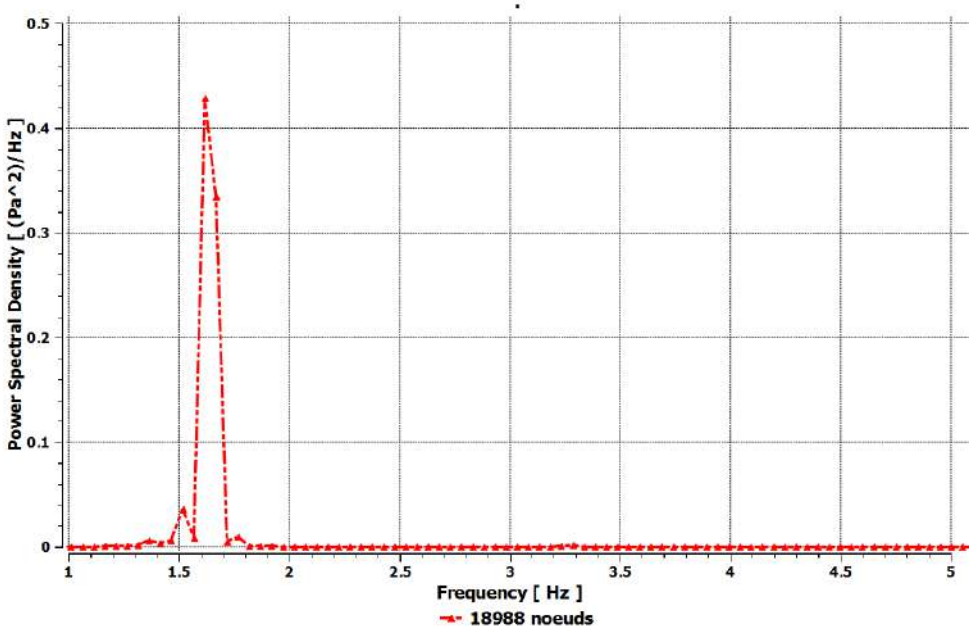


Figure. (3.2) : Variation de la densité spectrale de la puissance en fonction de la fréquence pour l'écoulement autour d'un cylindre (Re=100) dans le cas D.

3.1.2. Différents régimes

L'adimensionnement de ces équations avec une échelle de vitesse *U* et une échelle de longueur *D* impliquent que l'écoulement dépend du nombre de Reynolds et des conditions aux limites et initiales.

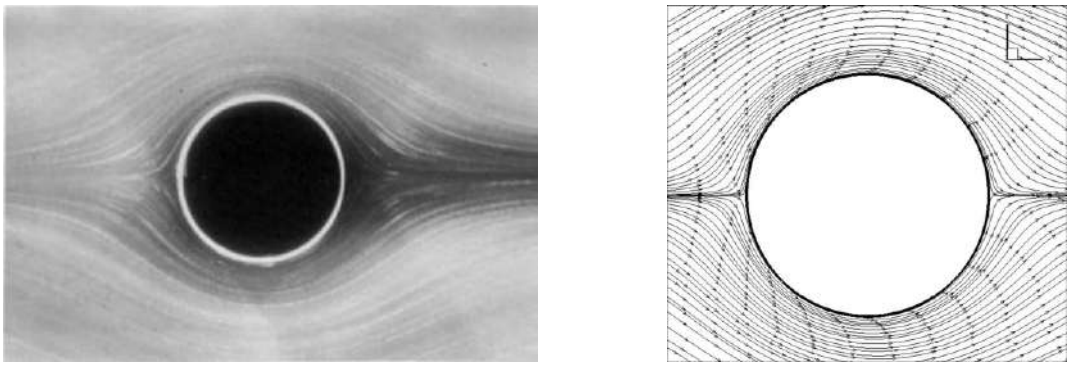
a) Ecoulement rampant

L'écoulement est symétrique par rapport à l'axe central du courant (axe longitudinal) et également entre l'amont et l'aval du cylindre voir la figure (3.3).

b) Ecoulement stationnaire décollé

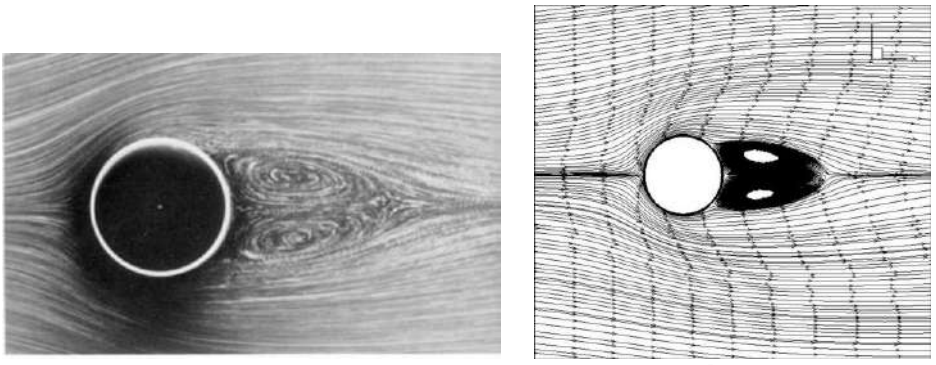
On observe un décollement de chaque côté du cylindre. Le point de décollement se déplace vers l'amont du cylindre quand le nombre de Reynolds augmente. L´écoulement est stable et reste stationnaire et symétrique par rapport à l'axe longitudinal. Voir la figure (3.4).

La figure (3.5) présente l'influence du nombre de Reynolds sur l'évolution des deux tourbillons symétriques.



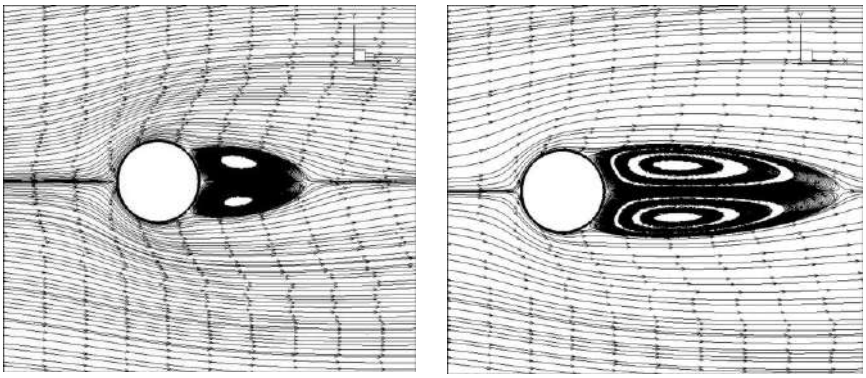
(a) (b)

Figure. (3.3) : Comparaison entre les résultats numériques pour un écoulement rampant pour Re =0.16 a) [4] b) travail actuel.



(a) (b)

Figure. (3.4) : Comparaison entre les résultats numériques pour un écoulement rampant pour Re =26 a) [4] b) travail actuel.



(a) (b)

Figure. (3.5) : Influence du nombre de Re sur le sillage derrière le cylindre.

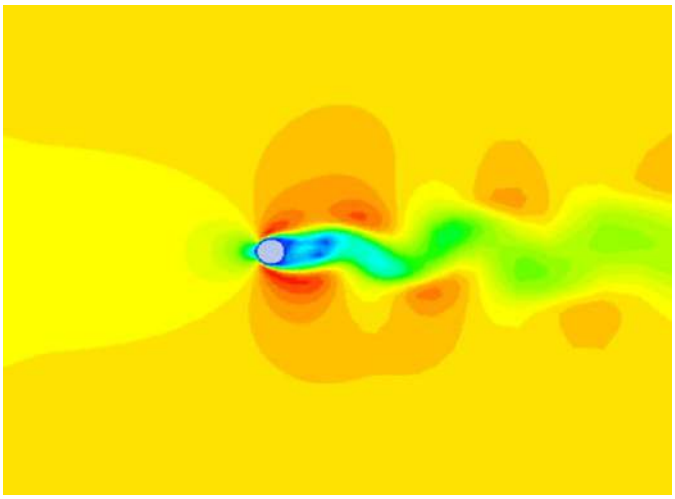
(a) Re=26 (b) Re=50

c) Régime laminaire instationnaire

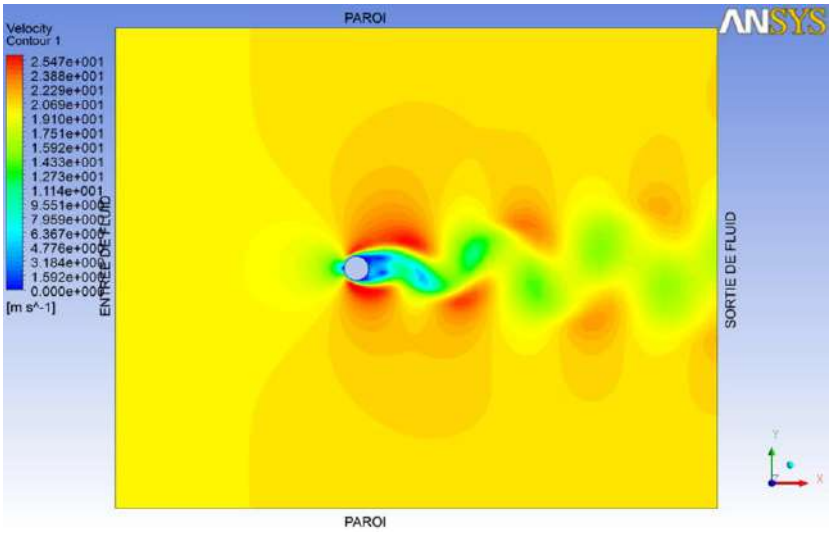
Les deux tourbillons perdent leur symétrie par rapport à l'axe longitudinal, se détachent du cylindre alternativement et sont connectés dans le sillage pour former l'allée tourbillonnaire de Von-Kármán voir (figure 3.6).

Les figues (3.7 - a, h) montrent l'évolution temporelle des structures cohérentes de vortex de deux cas traités en aval du corps. Au temps t = 0.5 s, on remarque un écoulement symétrique qui montre la présence de deux tourbillons fixes contrarotatifs et symétriques dans le sillage derrière l'obstacle. Par la suite, Il est remarquable de voir ce changement au fil du temps. Où on note un net changement de vortex qui se développe en visualisant l'allée tourbillonnaire de Von- karman avec un allongement de la zone de sillage. On assiste ainsi à l'apparition de pair de tourbillons alternés de signes opposés qui se détache derrière le cylindre.

On remarque qu'il y a des gros tourbillons qui se développent et ils sont éjectés en alternance parfois vers la paroi supérieure et la paroi inférieure. On peut dire qu'il y a un roulement des tourbillons dans la zone de sillage et non un glissement.



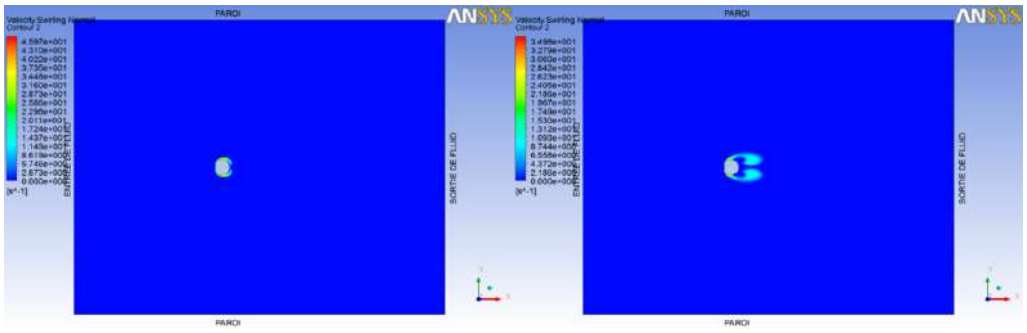
(a)



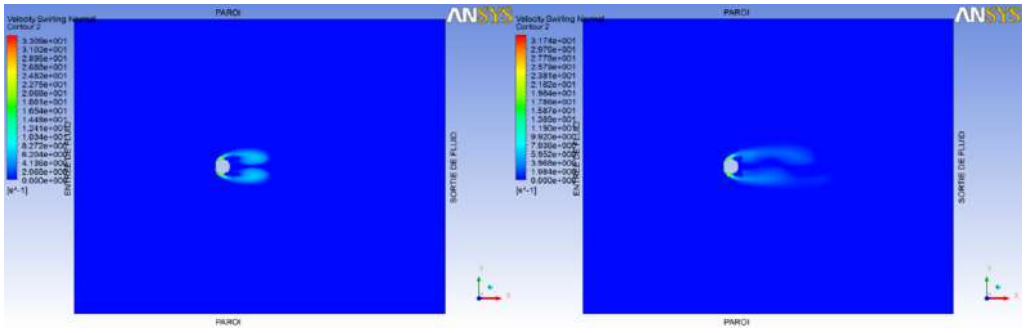
(b)

Figure. (3.6) : Régime laminaire instationnaire pour le cylindre à Re =100.

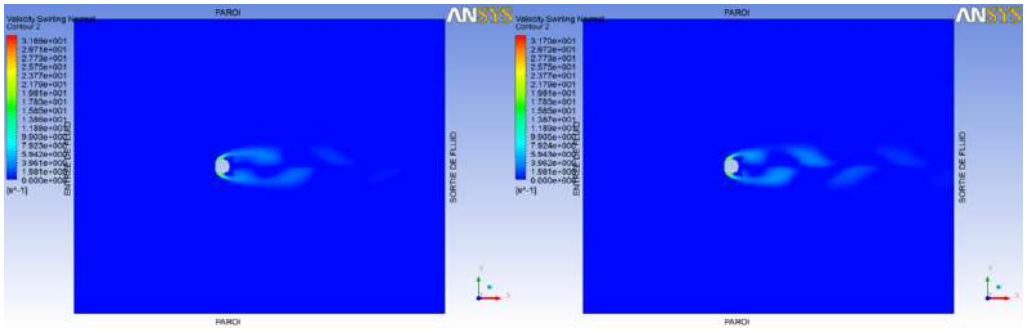
(a) Simulation numérique [32] (b) Travail actuel



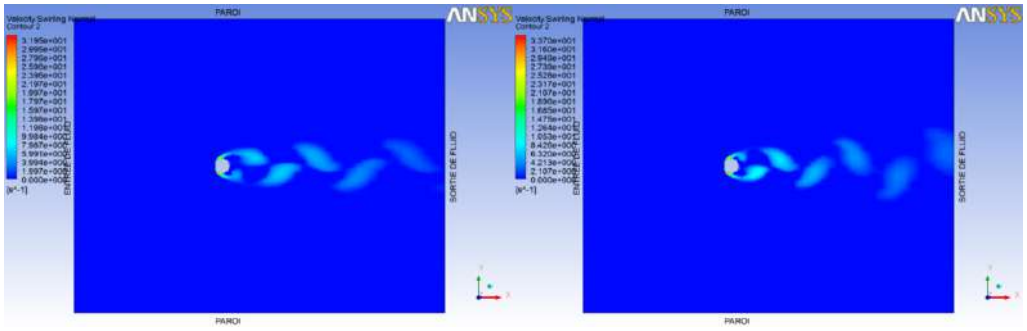
(a) t=0.05s (b) t=0.5s



(c) t=1s (d) t=3s



(e) t=3.5s (f) t=4s



(g) t=5s (h) t=6s

Figure. (3.7) : Contours de vitesses tourbillonnant pour différents temps autour d'un cylindre circulaire Re=100.

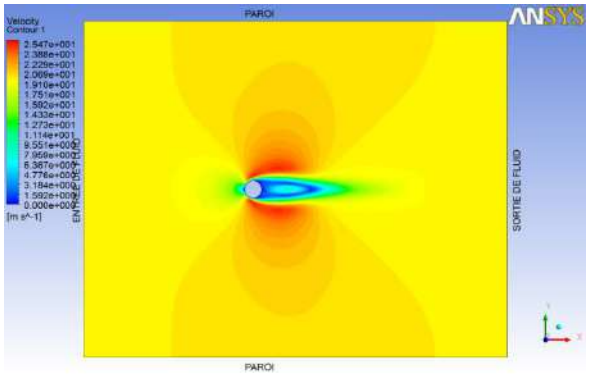
- Champ de vitesse

Les figures (3.8- a, b… h) montrent les contours ainsi que le champ de la grandeur de la vitesse et les lignes de courant autour du cylindre. À l'entrée, la vitesse est uniforme et égale à 20 m/s, comme condition aux limites. Nous pouvons remarquer une accélération de la vitesse entre l'espace paroi-obstacle, ceci est dû à la diminution de la section du passage du fluide. Puis en aval de l'obstacle et selon le régime et le nombre de Reynolds apparaisse un écoulement particulier et entrainant à chaque fois un nouveau point de décollement du fluide avec évidence de changement de la zone de sillage. Nous pouvons noter aussi que l'écoulement se détache de l'obstacle en fonction du temps.

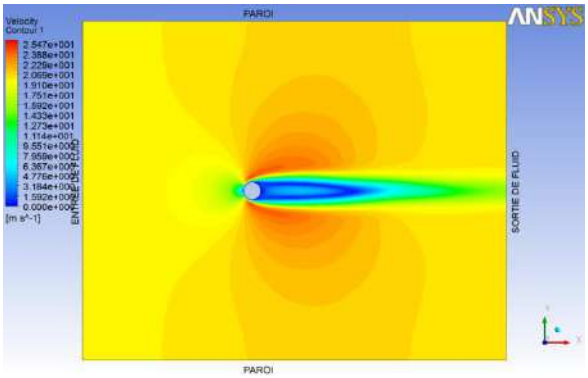
- Champ de pression

Les figures (3.9- a, h) montrent les contours de la pression statique dans le domaine d'étude. La légère chute de pression de l'entrée à la sortie due au frottement du fluide avec les parois de l'obstacle et de la conduite est mise en évidence.

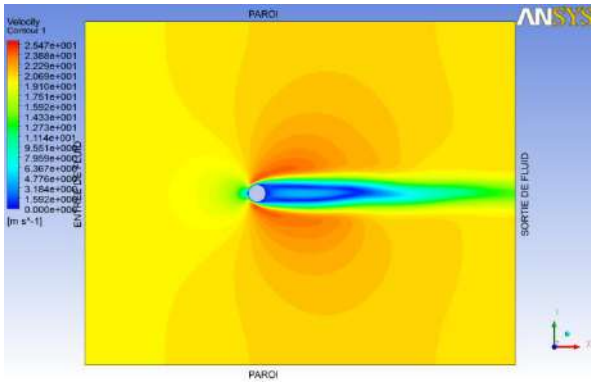
Le ralentissement de l'écoulement en aval du cylindre induit un gradient de pression inverse. Ce dernier, produit un écoulement de retour qui dévie l'écoulement incident et cause, ainsi un décollement de chaque côté du cylindre. Plus le nombre de Reynolds augmente, plus les points de décollements remontent vers le point d'arrêt amont. Les deux couches minces décollées de part et d'autre du cylindre se rejoignent à une certaine distance du point d'arrêt en aval du cylindre, sur l'axe de symétrie.



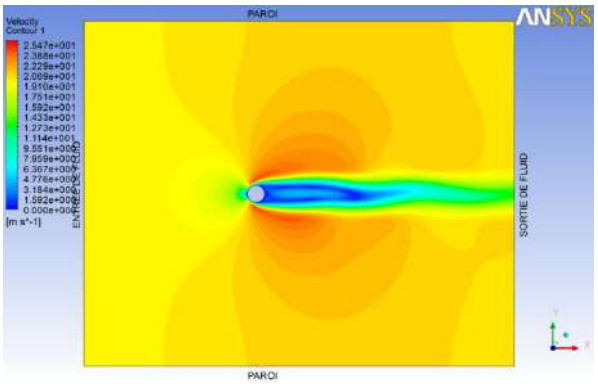
(a) Contour de vitesse à t = 1 s



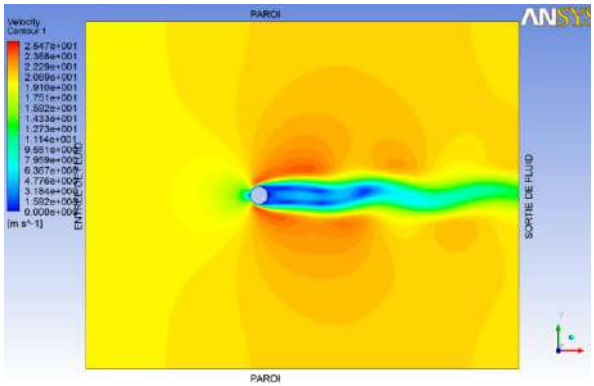
(b) Contour de vitesse à t = 3 s



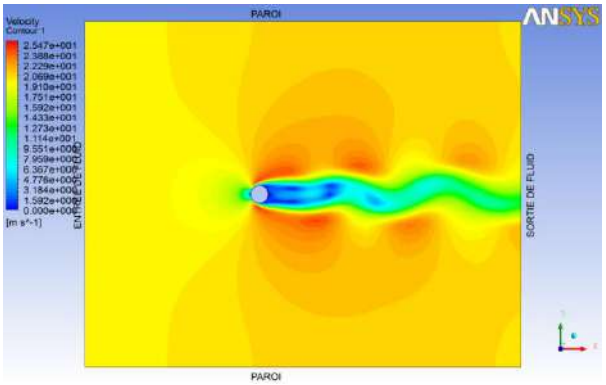
(c) Contour de vitesse à t = 3.5 s



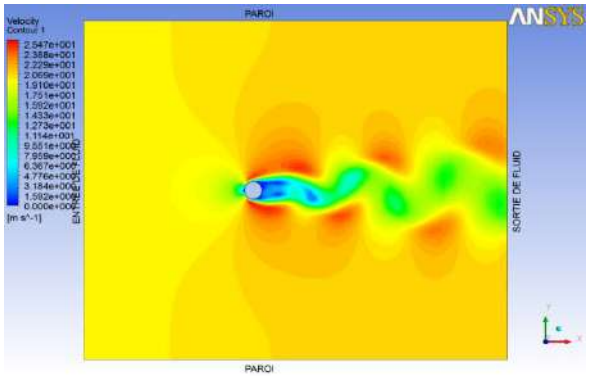
(d) Contour de vitesse à t = 4 s



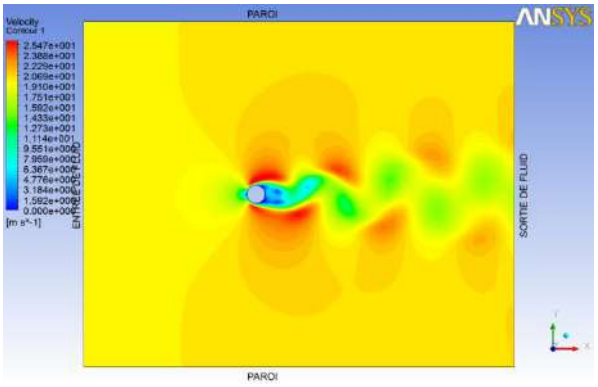
(e) Contour de vitesse à t = 4.5 s



(f) Contour de vitesse à t = 5 s

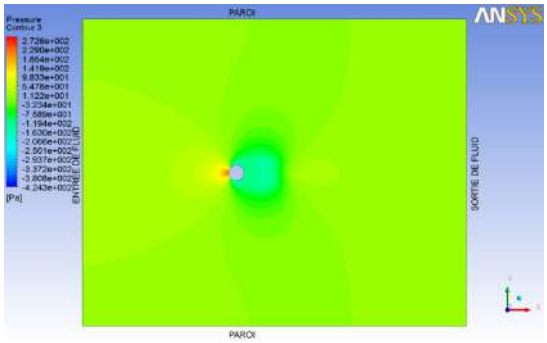


(g) Contour de vitesse à t = 6 s

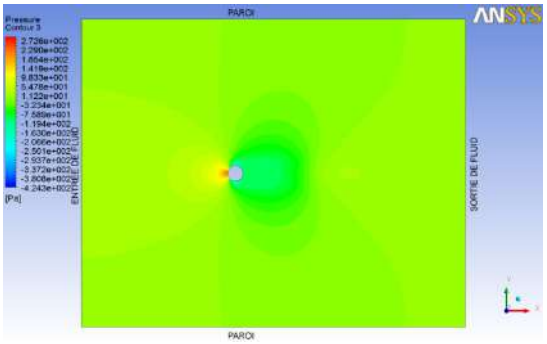


(h) Contour de vitesse à t = 10 s

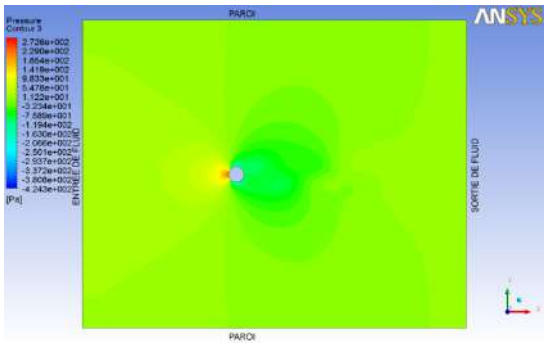
Figure. (3.8) : Contours de la vitesse pour différents temps de l'écoulement autour d'un cylindre.



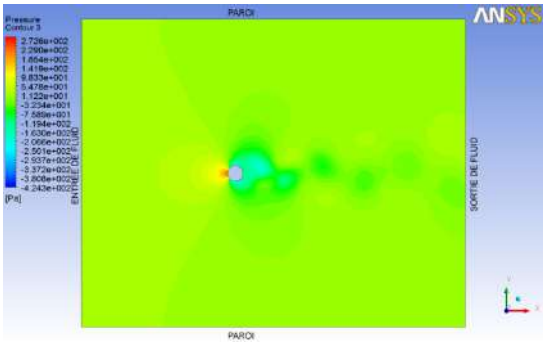
a) Contour de pression à t = 1s



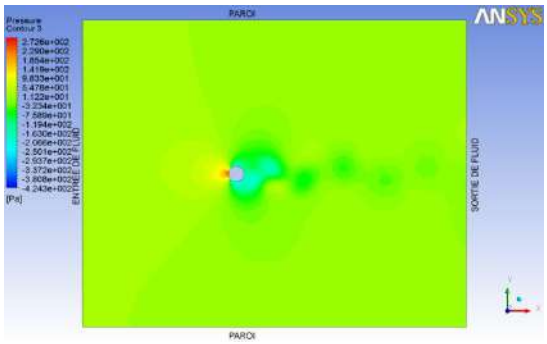
a) Contour de pression à t = 2s



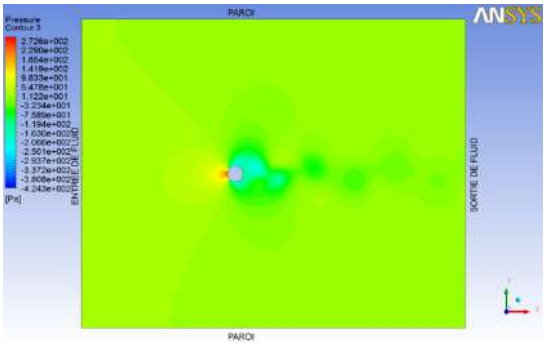
c) Contour de pression à t = 4s



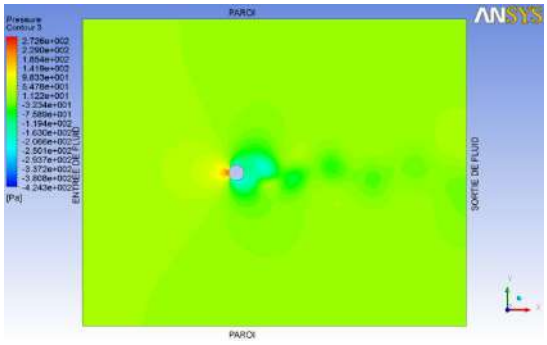
d) Contour de pression à t = 7s



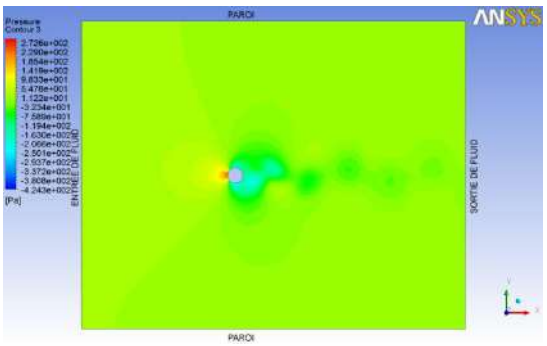
e) Contour de pression à t = 9s



f) Contour de pression à t = 10s



g) Contour de pression à t = 15s



h) Contour de pression à t = 20s

Figure (3.9) : Contours de la pression pour différents temps autour un écoulement d'un cylindre.

3.1.3. Les coefficients d'aérodynamique

D'autre part, on a aussi validé notre modèle par la comparaison des coefficients de trainé avec les résultats de la littérature dans le cas du régime stationnaire.

a) Régime stationnaire

- Coefficient de trainée

Le coefficient de trainé autour du profil cylindre inversement proportionnel de nombre Reynolds. Voir tableau (3.2).

b) Régime transitoire

- Coefficient de trainé et de portance

Les coefficients de trainée et de portance autour du profil cylindre varient en fonction du temps sous la forme d'une courbe quasi sinusoïdale (voir les figures (3.10 et 3.11).

Tableau (3.2) : Valeurs des coefficients de trainée en régime stationnaire.

Nombre de Reynolds Re	Coefficient de trainée C_D	Autre simulation numérique C_D [33]
0.26	69.0315	---
1	13.2377	13,0
26	1.93385	---
40	1.61436	1.54
50	1.47769	1.46

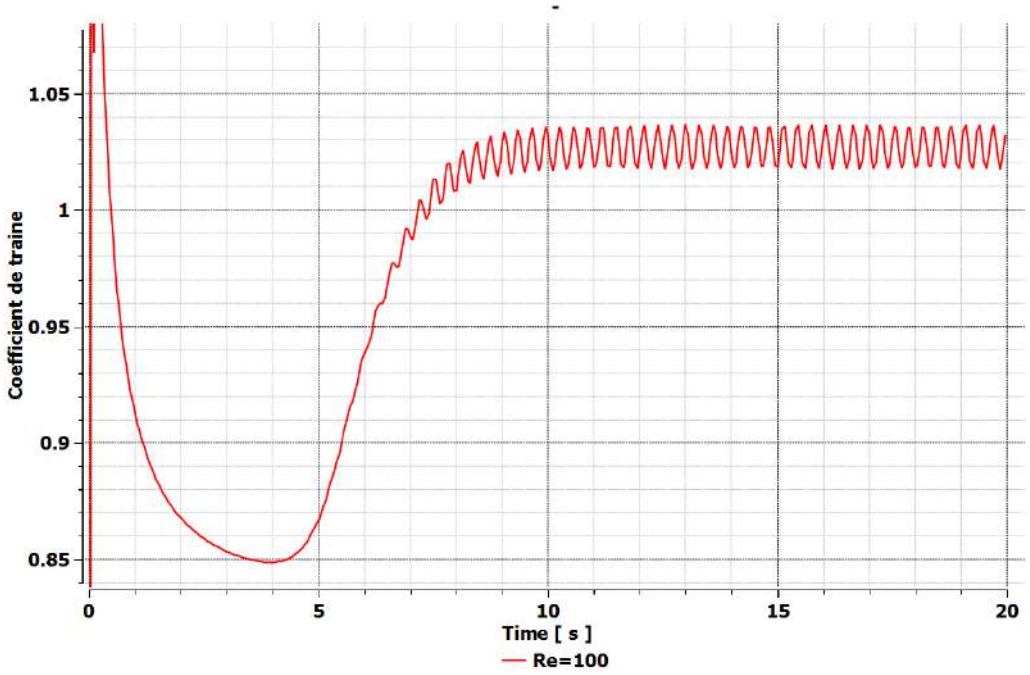


Figure. (3.10) : Variation du coefficient de trainé dans le cas de l'écoulement autour du cylindre.

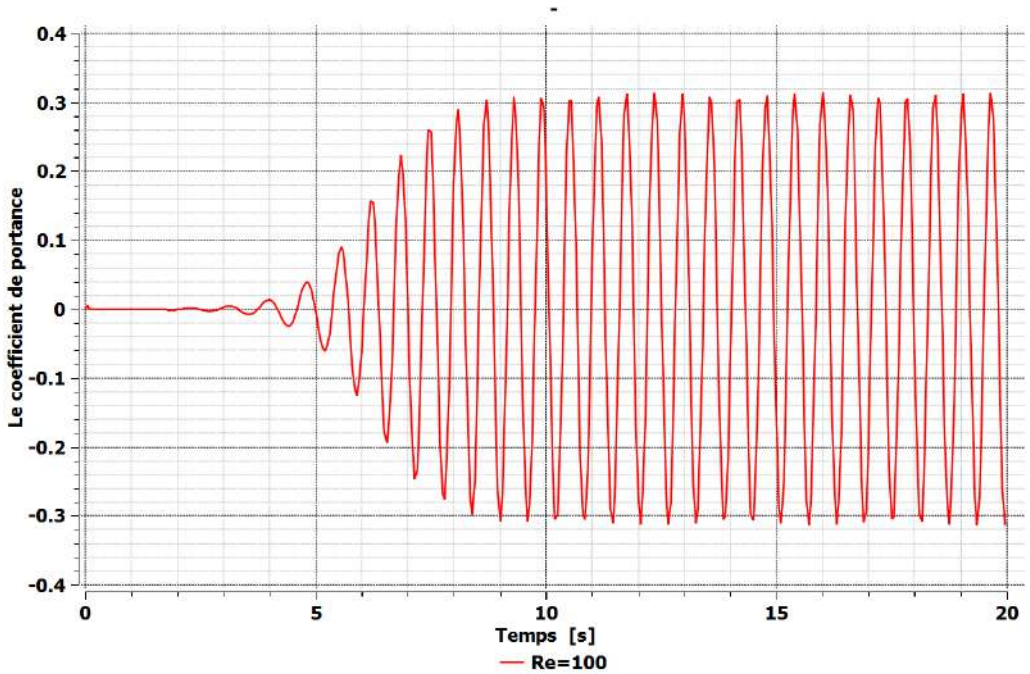


Figure. (3.11) : Variation du coefficient de Portance dans le cas de l'écoulement autour du cylindre.

3.2. Ecoulement autour d'un cylindre impactant d'une paroi solide

3.2.1. Maillage

Après une analyse de la dépendance du maillage, on a regroupé les différents maillages pour les différentes distances paroi-cylindre dans le tableau (3.3) ci-dessous.

Tableau (3.3) : Récapitulatif des différents maillages pour différentes distances Y.

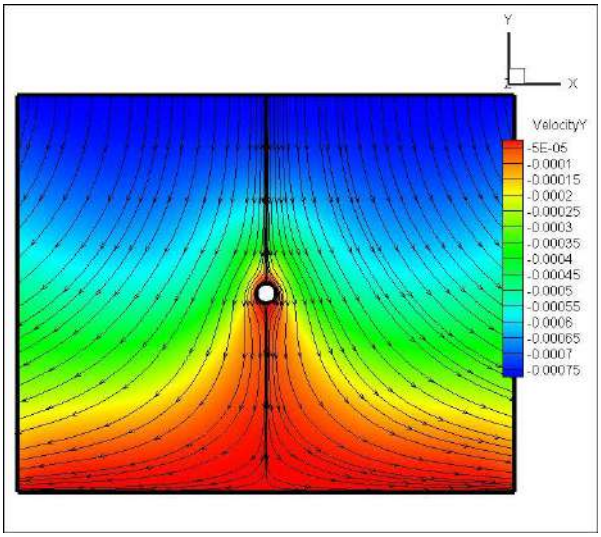
La distance paroi-cylindre Y/ D	Nombre des nœuds	Nombre des éléments
Y = 10 D	55888	27572
Y = 15 D	86028	42552
Y = 20 D	93068	46032

3.2.2. Effet de la distance sur l'écoulement en régime stationnaire

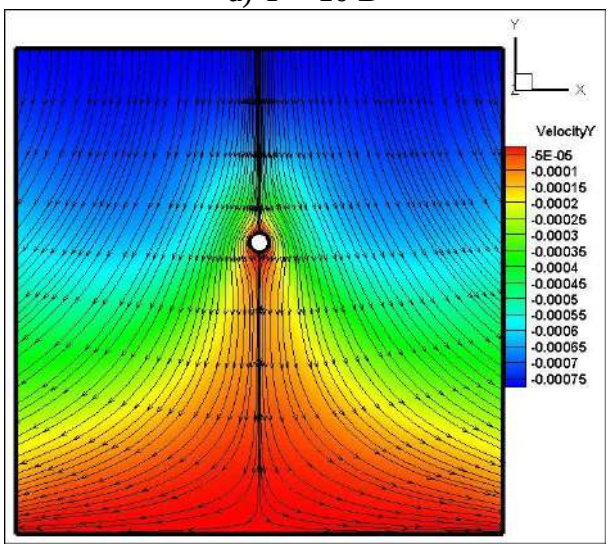
On a commencé par l'analyse de l'effet de la distance cylindre-paroi sur l'écoulement en régime permanent.

a) Ecoulement rampant avec Re = 1

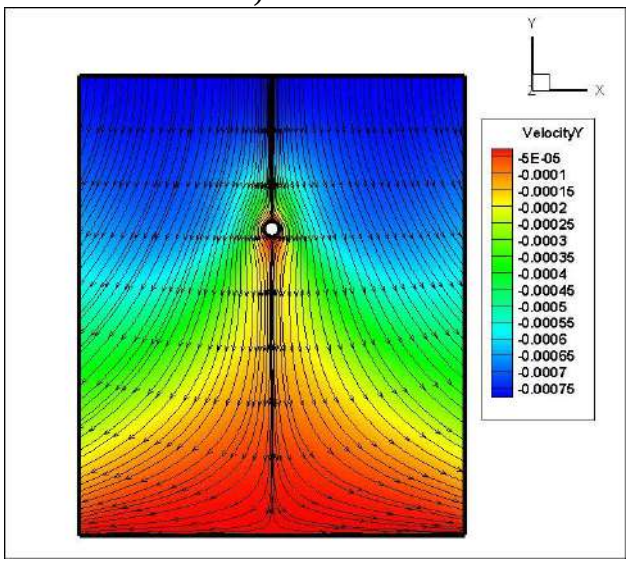
L'écoulement est symétrique par rapport à l'axe central du courant (axe transversal) et également entre l'amont et l'aval du cylindre (voir les figures (3.12 ; a..c).



a) Y= 10 D



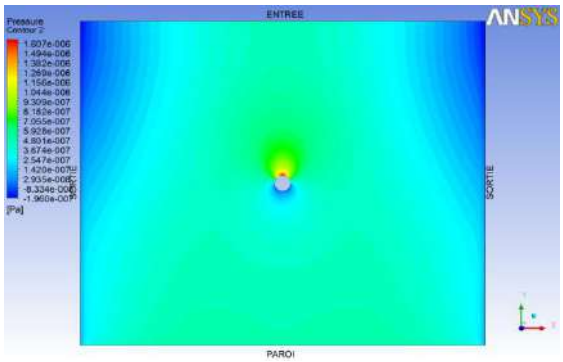
b) Y= 15 D



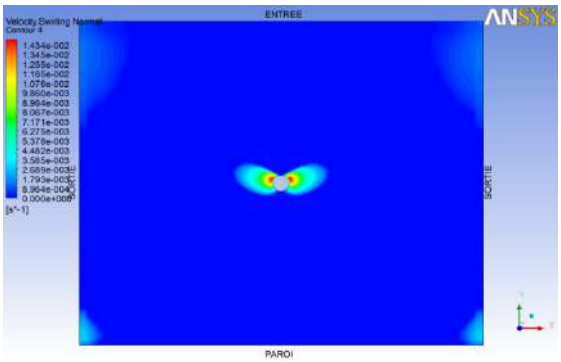
c) Y = 20 D

Figure. (3.12): Lignes du courant avec différentes distances pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=1).

Les figures (3.13 ; a..c) montrent que la pression augmente au niveau de la paroi surtout au milieu lorsque la distance entre le cylindre est très proche de la paroi (Y est petite).

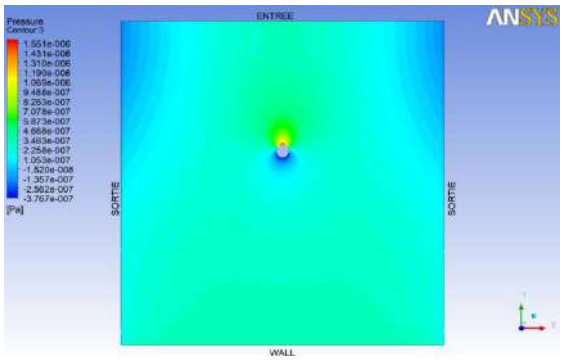


(1) Contour de pression

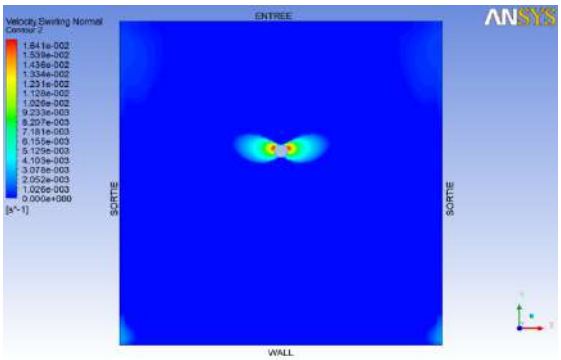


(2) Contour de vitesse tourbillonnant

(a) Y = 10 D

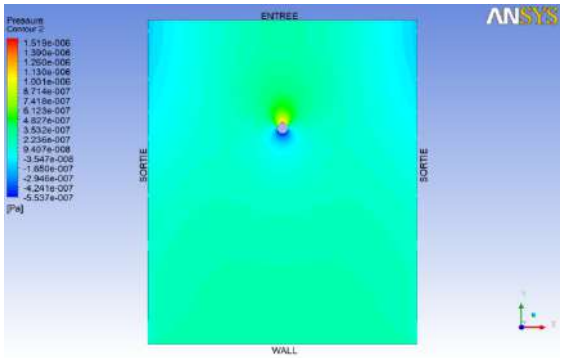


(1) Contour de pression

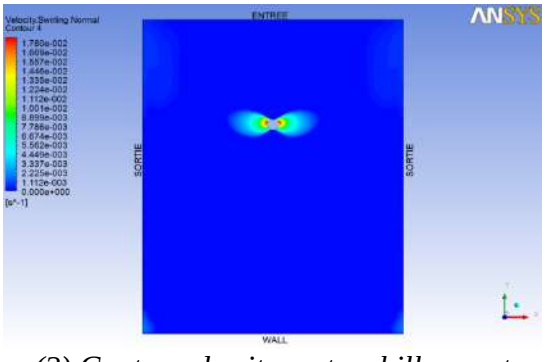


(2) Contour de vitesse tourbillonnant

(b) Y = 15 D



(1) Contour de pression



(2) Contour de vitesse tourbillonnant

(c) Y = 20 D

Figure. (3.13) : Contours de la pression et de la vitesse tourbillonnant avec différentes distances pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=1).

De la figure (3.14), on peut tirer les mêmes remarques pour la pression que la figure précédente. La pression augmente au niveau de la paroi surtout au milieu lorsque la distance entre le cylindre est très proche de la paroi (Y est petite).

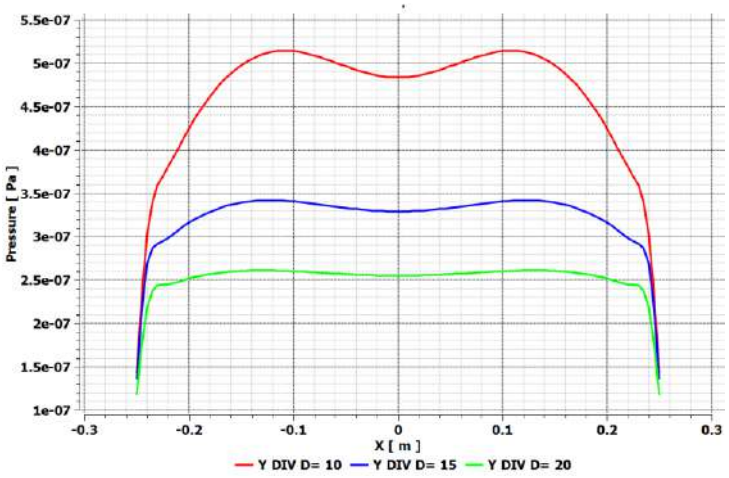
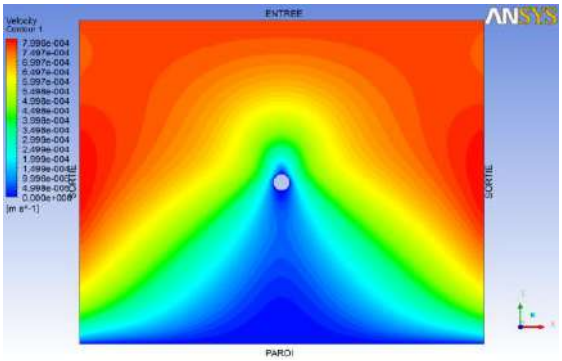
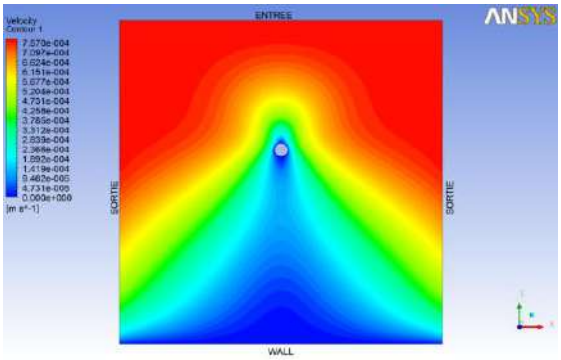


Figure. (3.14) : Variation de la pression en fonction de la distance Y au niveau de la paroi (Re =1).

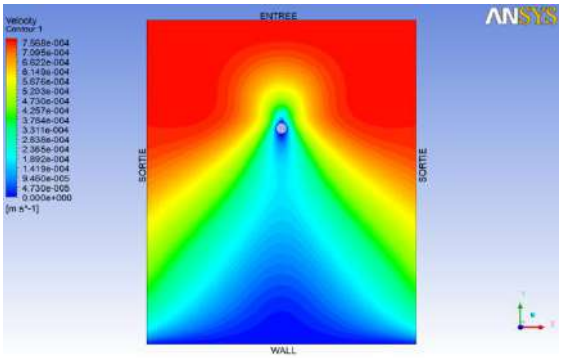
Les figures (3.15; a..c) montrent que la vitesse à l'entrée et au deux sorties ci-dessous de cylindre est très élevée. Par contre au niveau de paroi et dans la zone triangulaire du cylindre-paroi, la vitesse est très faible.



(a) Y = 10 D



(b) Y = 15 D

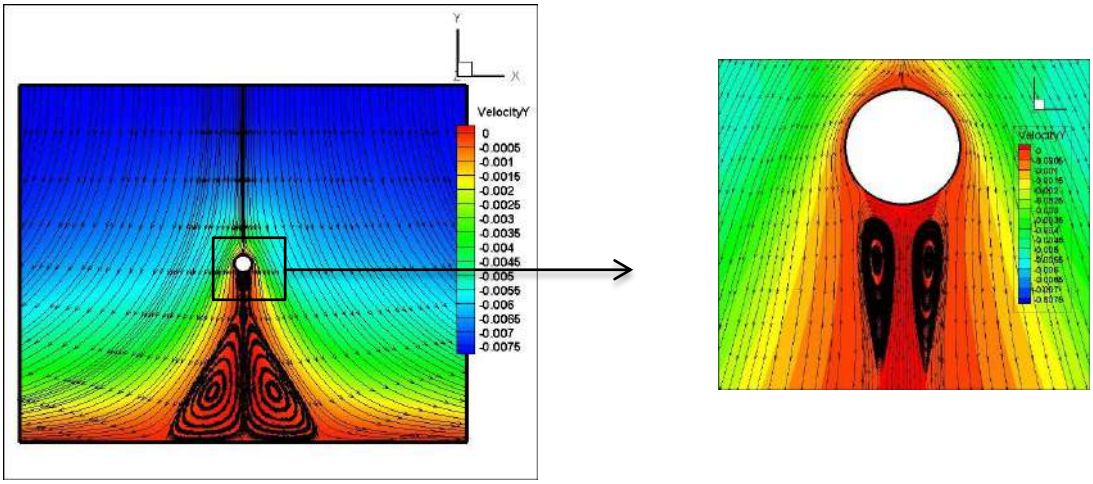


(c) Y = 20

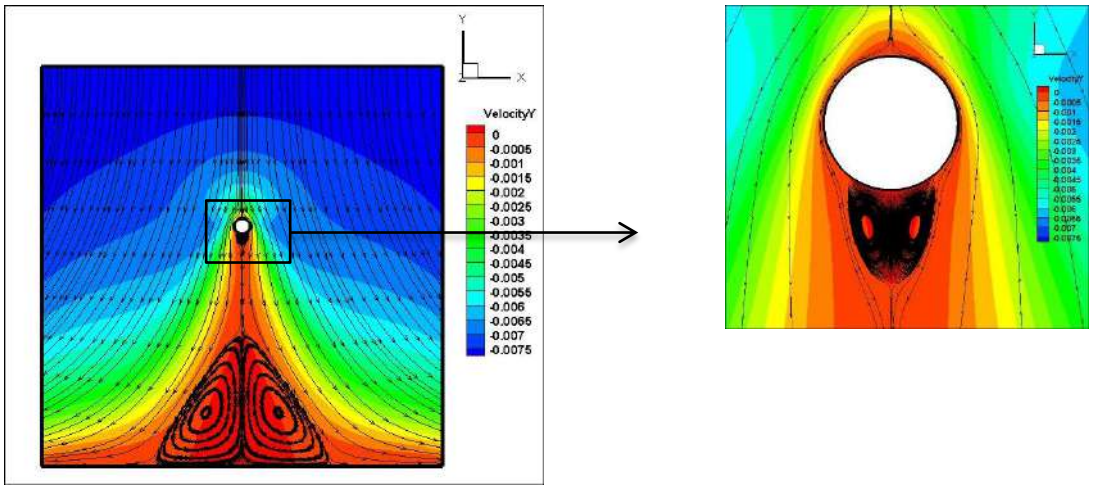
Figure. (3.15) : Contours de la vitesse avec les différentes distances Y pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=1).

b) Ecoulement stationnaire décollé Re = 10

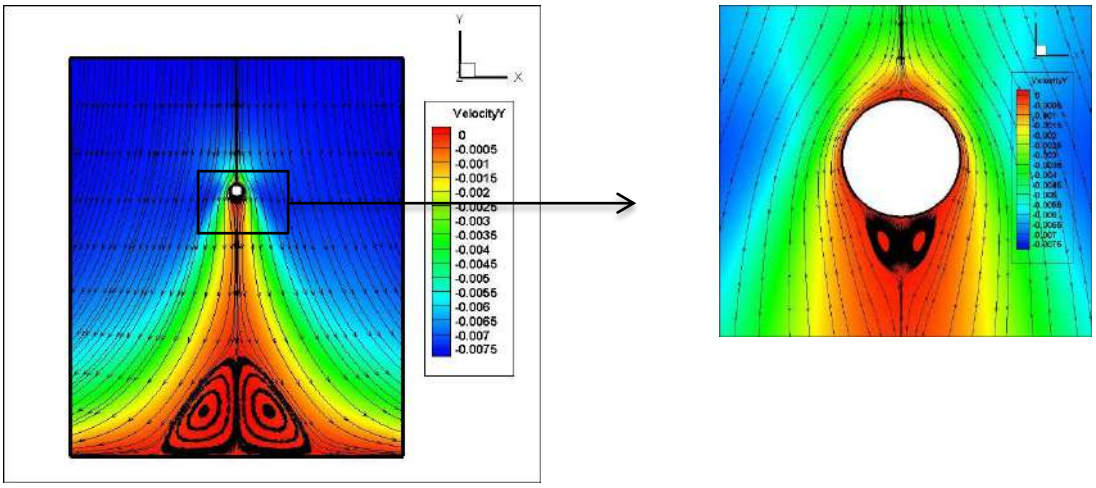
D'après les figures (3.16), nous remarquons que l'écoulement est stationnaire, décollé avec l'apparition des deux tourbillons symétriques proche de la paroi et deux autres tourbillons aussi symétriques proche du cylindre à Re = 10 avec Y = 10 D, 15 D, et 20 D. La distance et la forme des tourbillons change fortement lorsque la paroi devient très proche du cylindre.



a) Y = 10 D



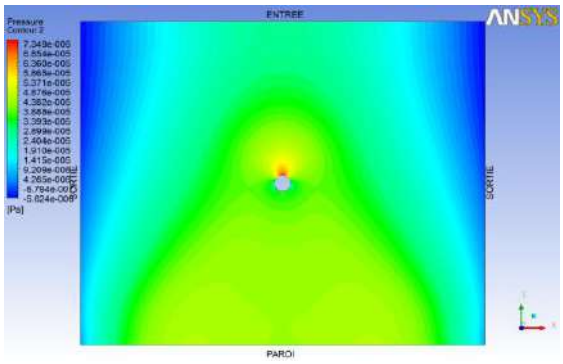
b) Y = 15 D



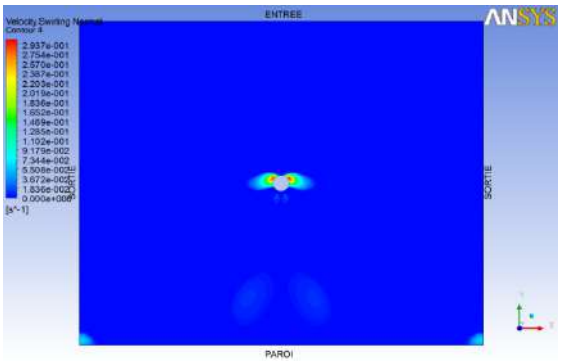
c) Y = 20 D

Figure. (3.16): Lignes du courant avec différentes distances pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=10).

Les figures (3.17; a..c) montrent que la pression est très élevée, et la vitesse tourbillonnant est très élevé quand la paroi est très proche du cylindre.

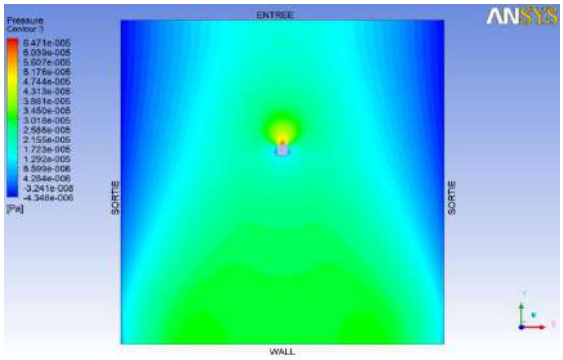


(1) Contour de pression

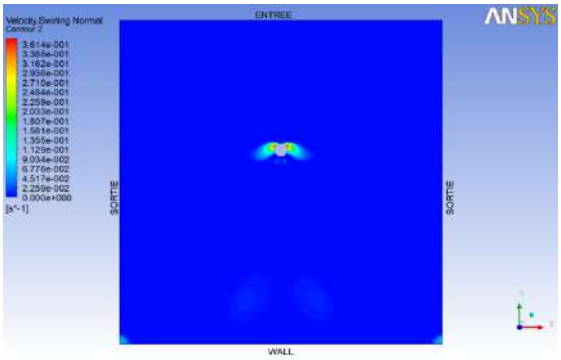


(2) Contour de vitesse tourbillonnant

(a) Y = 10 D

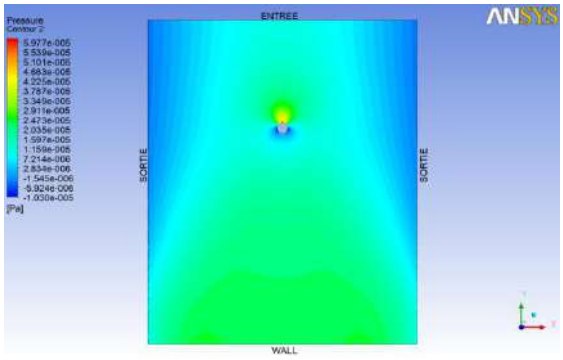


(1) Contour de pression

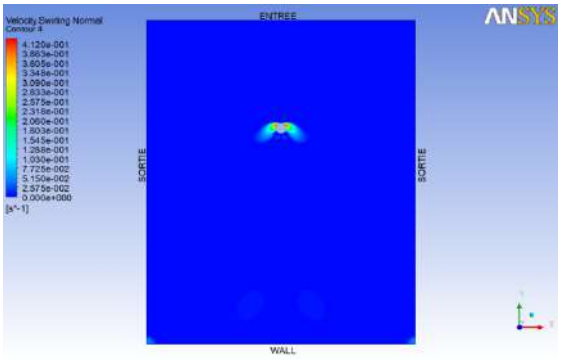


(2) Contour de vitesse tourbillonnant

(b) Y = 15 D



(1) Contour de pression

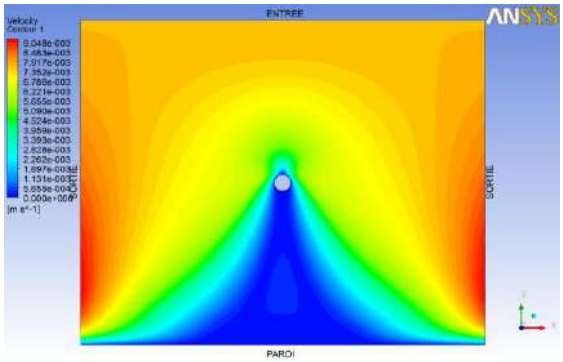


(2) Contour de vitesse tourbillonnant

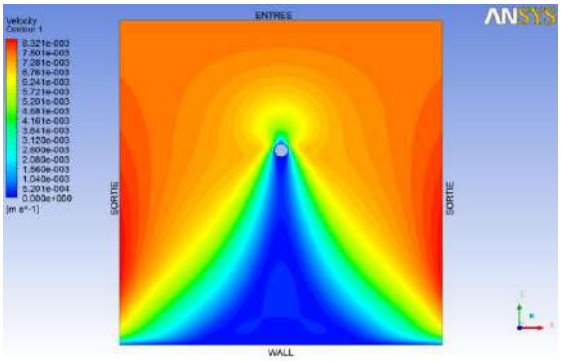
(c) Y = 20 D

Figure. (3.17) : Contours de la pression et de la vitesse tourbillonnant avec différentes distances pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=10).

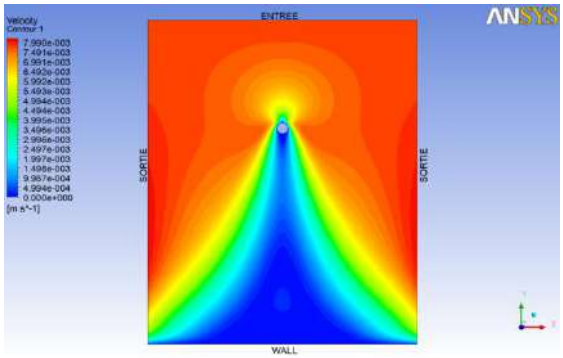
Les figures (3.18; a..c) montrent que la vitesse à l'entrée et au deux sorties ci-dessous du cylindre est très élevée par contre au niveau de paroi et dans la zone triangulaire cylindre-paroi est très faible.



(a) Y = 10 D



(b) Y = 15 D



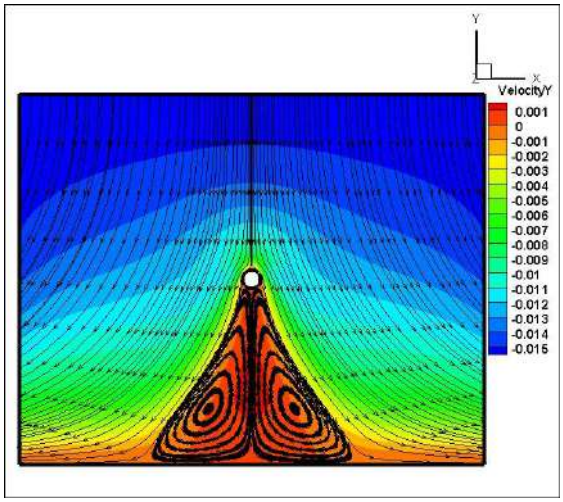
(c) Y = 20 D

Figure. (3.18) : Contours de la vitesse avec différentes distances pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=10).

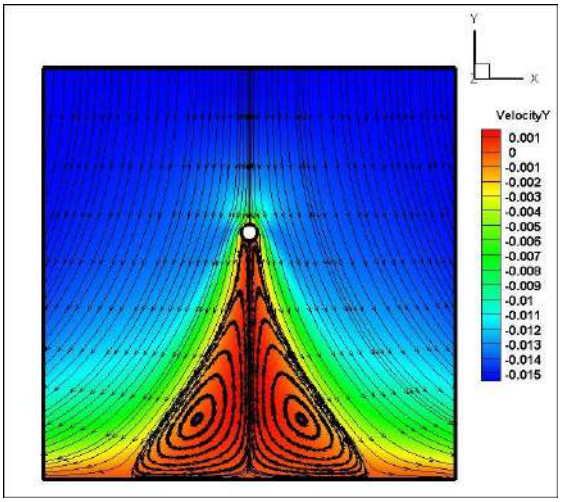
c) Ecoulement stationnaire décollé Re = 20

D'après les figures (3.19), nous remarquons le même phénomène que pour le cas avec Re = 10. L'écoulement est stationnaire et décollé, avec l'apparition des deux tourbillons symétriques proche de la paroi et de deux autres tourbillons proche du cylindre.

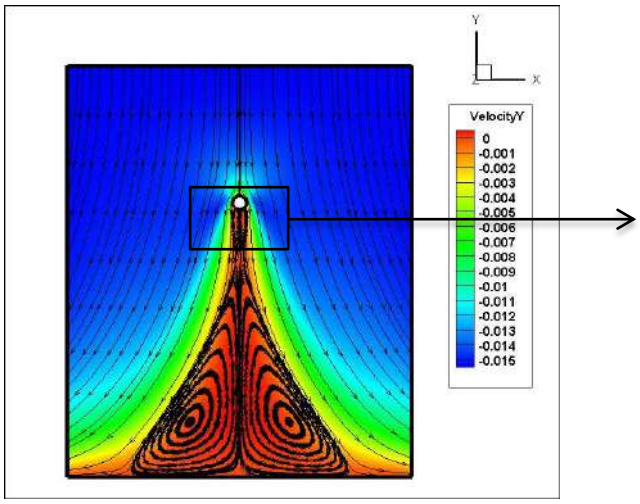
Pour Y = 20 D, on remarque que les tourbillons qui attaché à la paroi sont petits relativement à ceux pour les cas Y = 10 D et Y = 15 D.

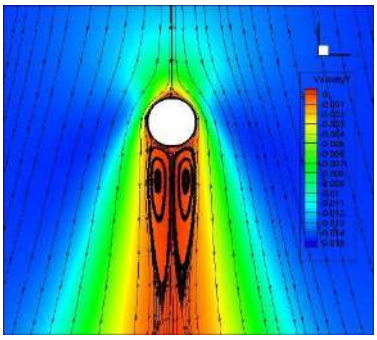


a) Y = 10 D



b) Y = 15 D



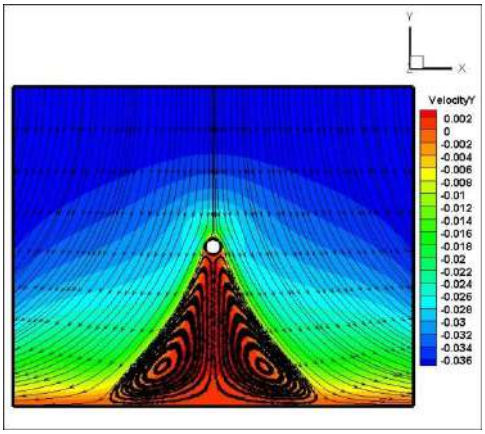


c) Y = 20 D

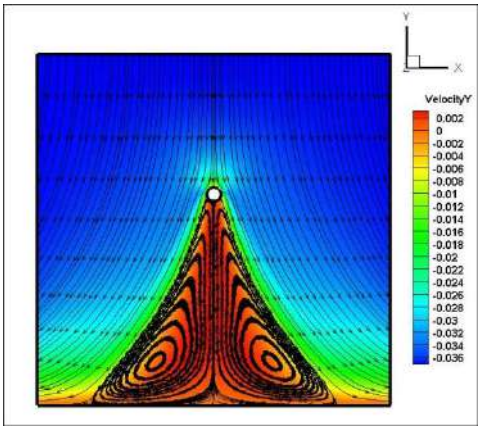
Figure. (3.19): Lignes du courant avec différentes distances pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=20).

d) Ecoulement stationnaire décollé à Re = 50

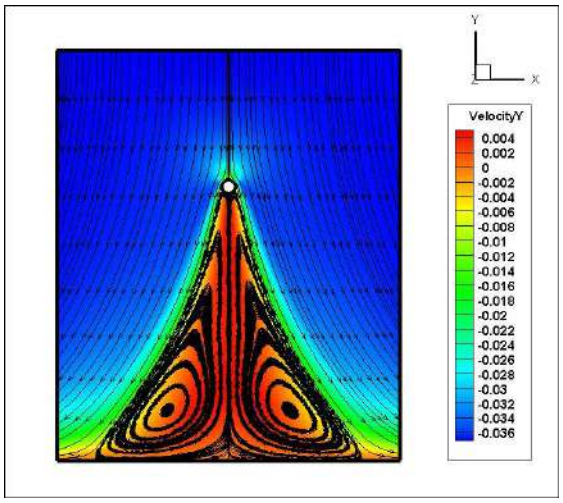
Dans ce cas, les deux grands tourbillons symétriques attachés à la paroi pour Re = 50 sont dominants dans les cas avec Y = 10 D, 15 D, et 20 D. voir les figures. (3.20).



a) Y = 10 D



b) Y = 15 D

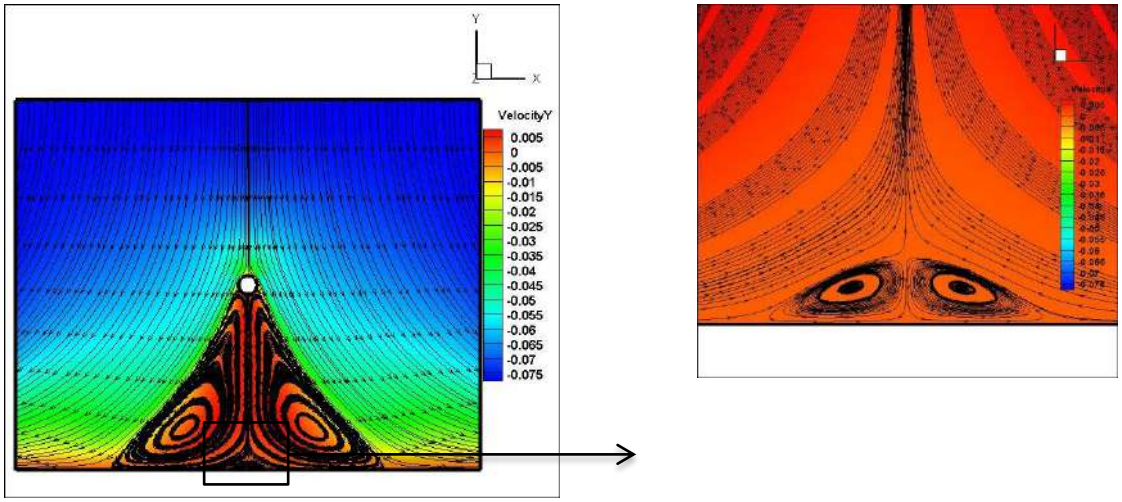


c) Y = 20 D

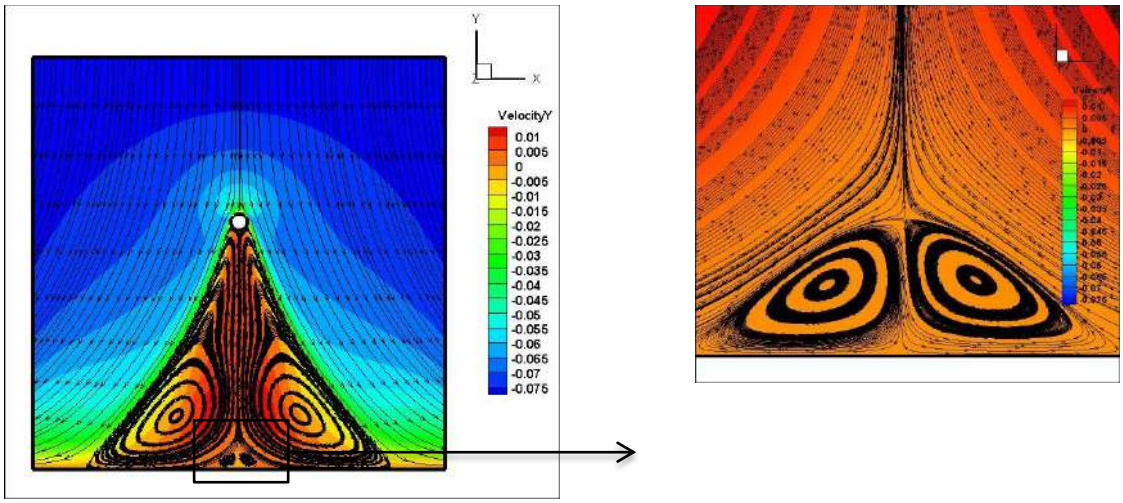
Figure. (3.20): Lignes du courant avec différentes distances pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=50).

e) Ecoulement stationnaire décollé Re = 100

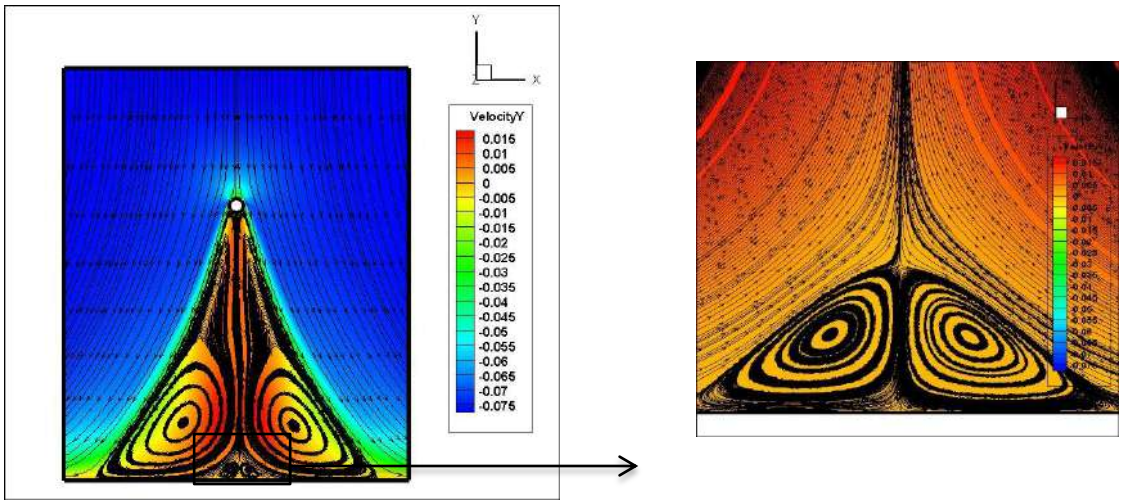
D'après les figures (3.21), nous remarquons que l'écoulement garde son caractère stationnaire. On remarque aussi les deux grands tourbillons symétriques attachés à la paroi et au cylindre et aussi l'apparition de deux petits tourbillons symétriques au niveau de la paroi pour Re = 100 dans les cas avec Y = 10 D, 15 D, et 20 D.



a) Y = 10 D



b) Y = 15 D

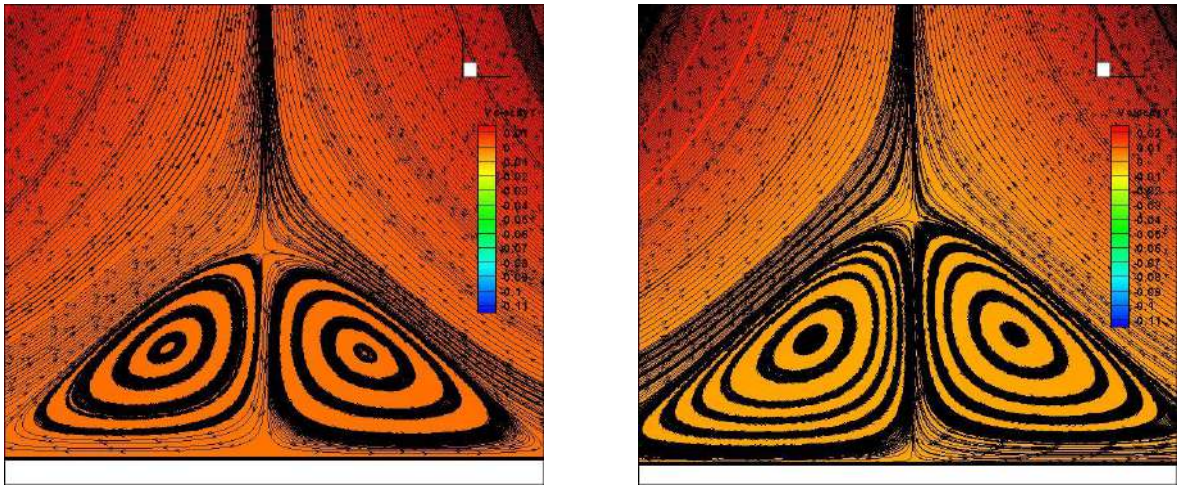


c) Y = 20 D

Figure. (3.21): Lignes du courant avec différentes distances pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi (Re=100).

f) Ecoulement stationnaire décollé Re = 150

D’après les figures (3.22), nous remarquons que l'écoulement est stationnaire, décollées avec l’apparition des deux grands tourbillons symétriques entre paroi-cylindre et aussi l’apparition des deux petits tourbillons symétriques au niveau de la paroi à Re = 150 avec Y = 10 D, et15 D.



a) Y = 10 D

b) Y = 15 D

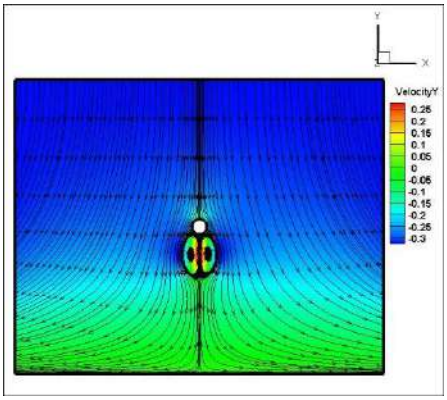
Figure. (3.22): Lignes du courant avec différentes distances pour un écoulement autour d’un cylindre impactant une paroi (Re=150).

.

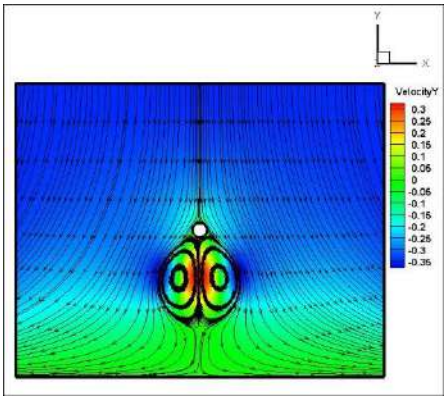
3.2.3. Effet de la distance sur l'écoulement en régime instationnaire

D'après les figures (3.23), (3.24), (3.25), nous remarquons dans le cas d'écoulement est instationnaire. Les deux tourbillons restent symétriques jusqu'à l'arrivé à la paroi. Après cela, le fluide commence à se détacher avec Y = 10 D, 15 D. Dans ce cas, les deux tourbillons se séparent. Par contre pour Y=20D, le détachement tourbillonnaire commence avant l'arrivée à la paroi.

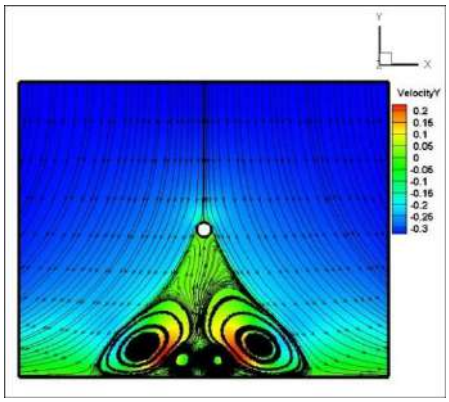
a) Régime instationnaire Y= 10 D



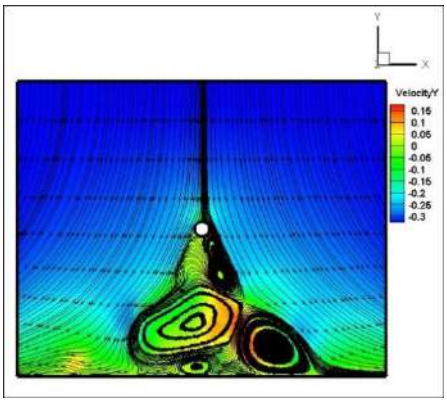
(a) les lignes du courant à t =1s



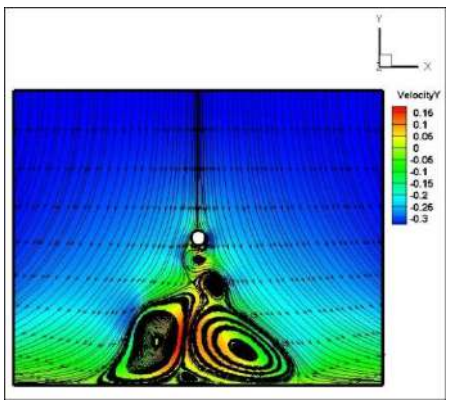
(b) les lignes du courant à t =2s



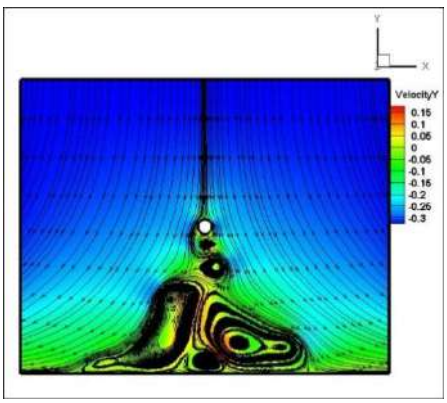
(c) les lignes du courant à t =4s



(d) les lignes du courant à t =7s



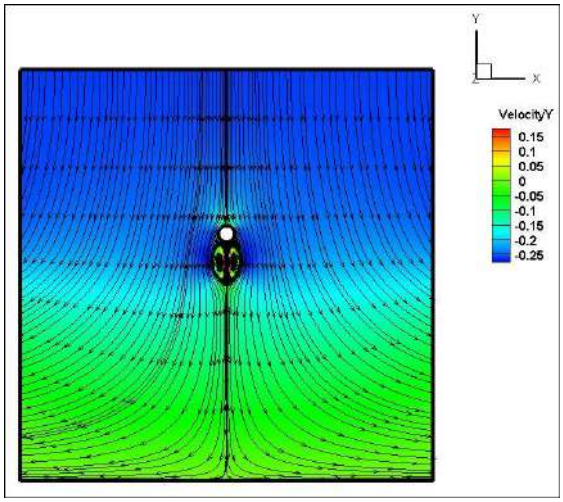
(e) les lignes du courant à t = 9s



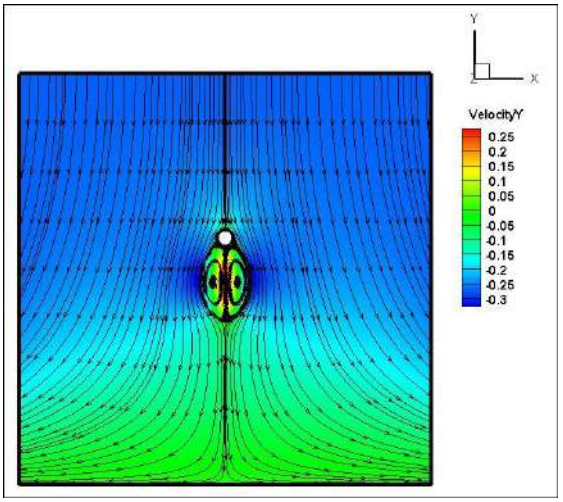
(f) les lignes du courant à t =15s

Figure. (3.23) : Lignes des courants Re = 450 avec Y = 10 D pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi en régime instationnaire.

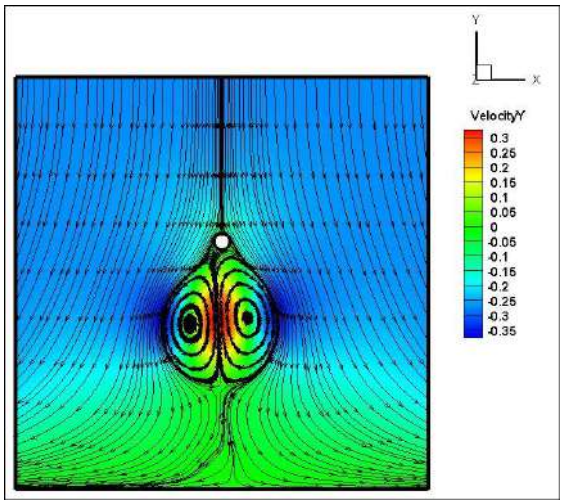
b) Régime instationnaire Y= 15 D



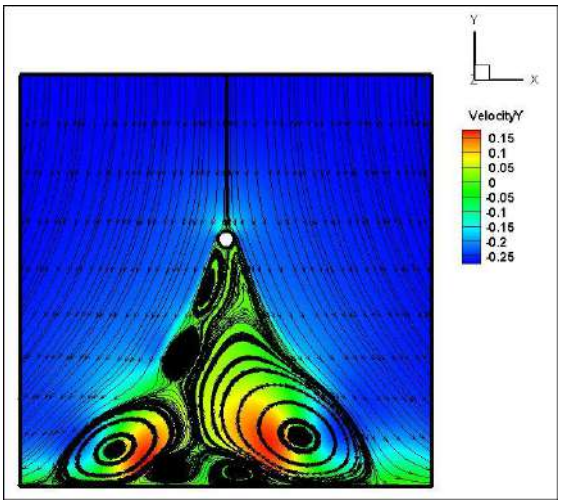
(a) les lignes du courant à t =1s



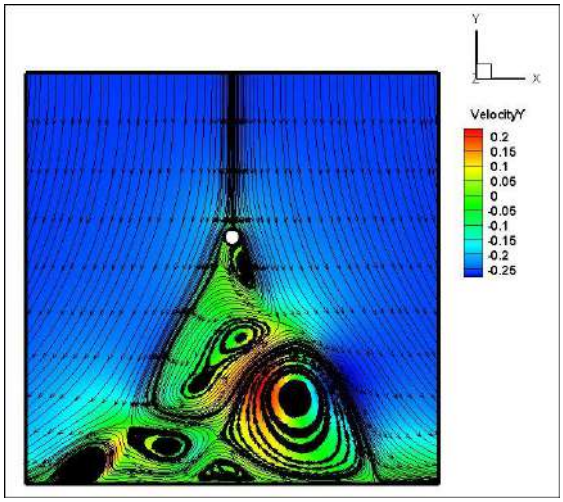
(b) les lignes du courant à t =2s



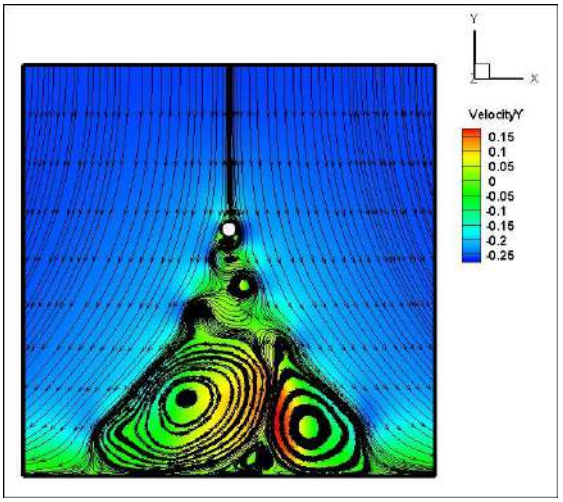
(c) les lignes du courant à t =4s



(d) les lignes du courant à t =7s



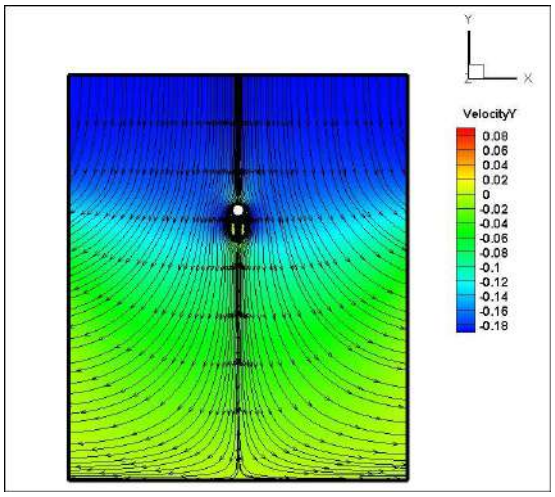
(e) les lignes du courant à t =9s



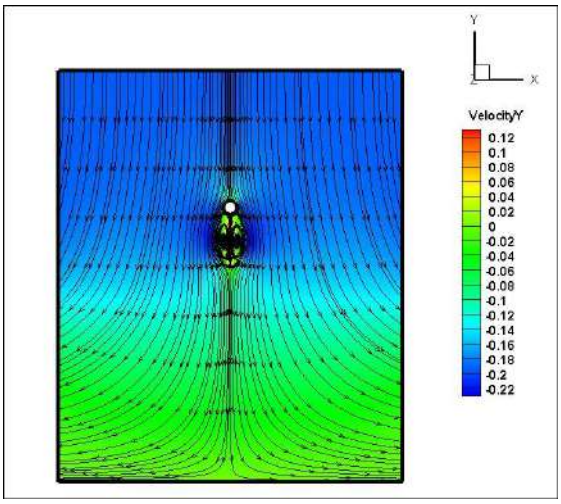
(f) les lignes du courant à t =15s

Figure. (3.24) : Lignes des courants à Re = 350 avec Y = 15 D pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi en régime instationnaire.

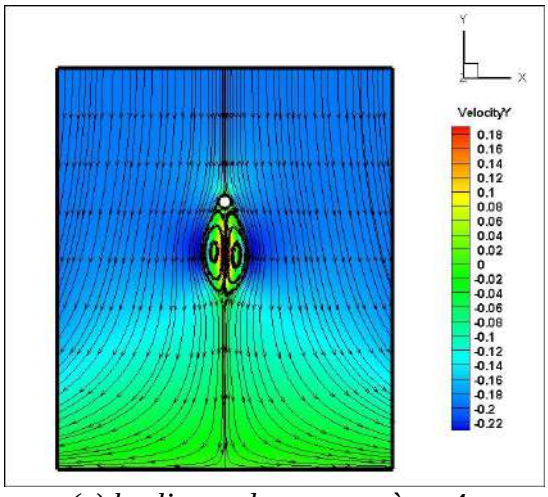
c) Régime instationnaire Y= 20 D



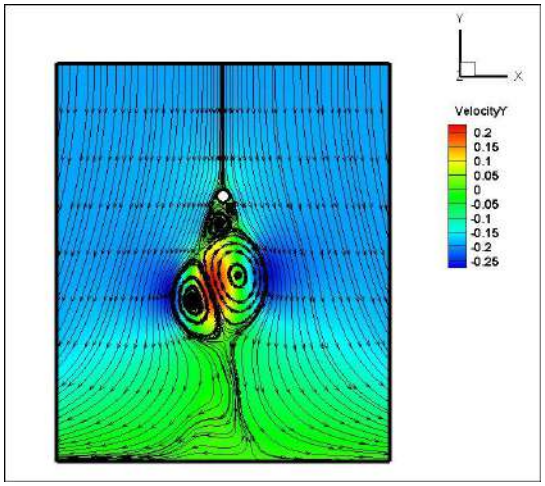
(a) les lignes du courant à t =1s



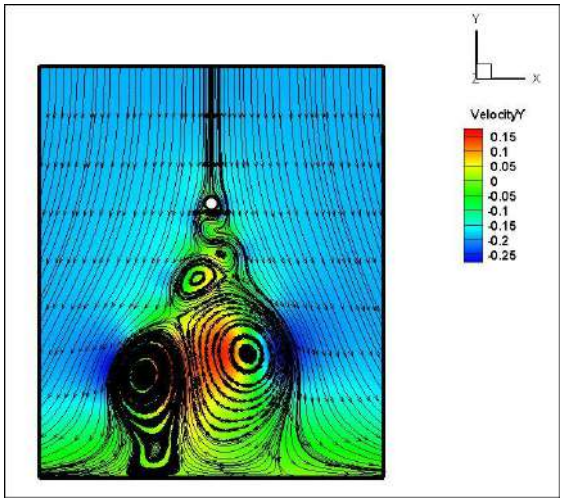
(b) les lignes du courant à t =2s



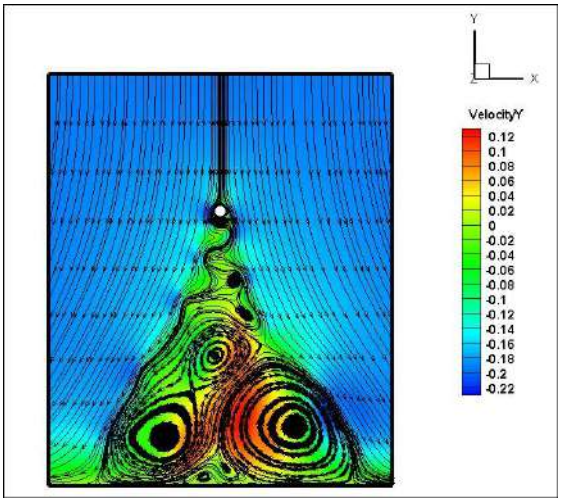
(c) les lignes du courant à t =4s



(d) les lignes du courant à t =7s



(e) les lignes du courant à t = 9s



(f) les lignes du courant à t =15s

Figure. (3.25) : Lignes des courants Re = 250 avec Y = 20 D pour un écoulement autour d'un cylindre impactant une paroi en régime instationnaire.

- **Nombre de Strouhal**

D'après la Figure. (3.26) nous remarquons que la fréquence de détachement est proportionnelle au nombre de Reynolds. Aussi d'après la figure. (3.27), cette fréquence est proportionnelle à la distance paroi-cylindre.

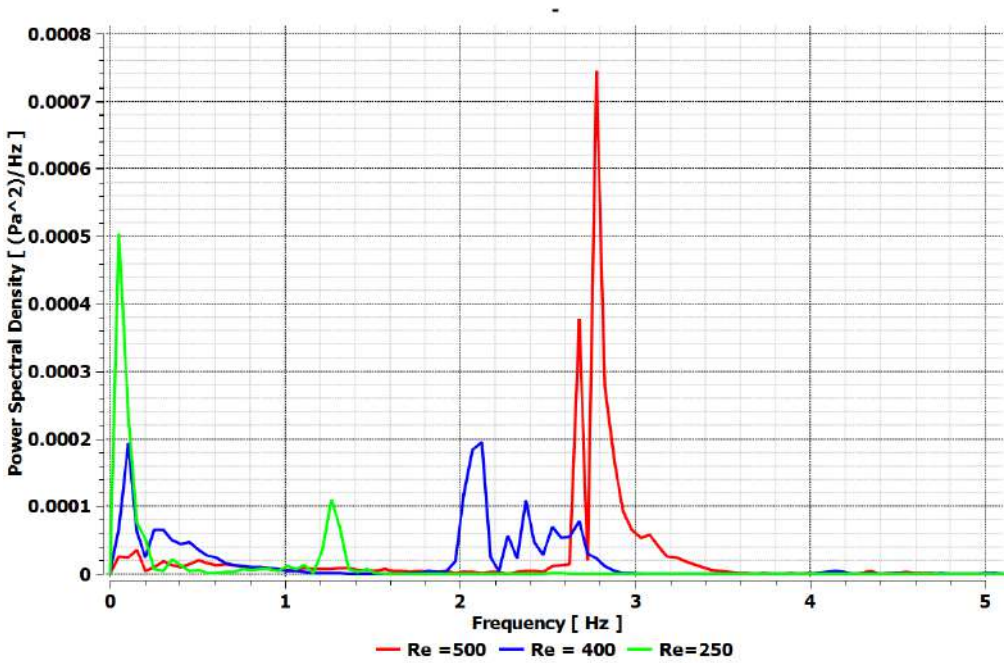


Figure. (3.26) : Variation de la densité spectrale de la puissance en fonction de la fréquence pour différents nombres de Reynolds (Re) dans le cas Y = 20 D.

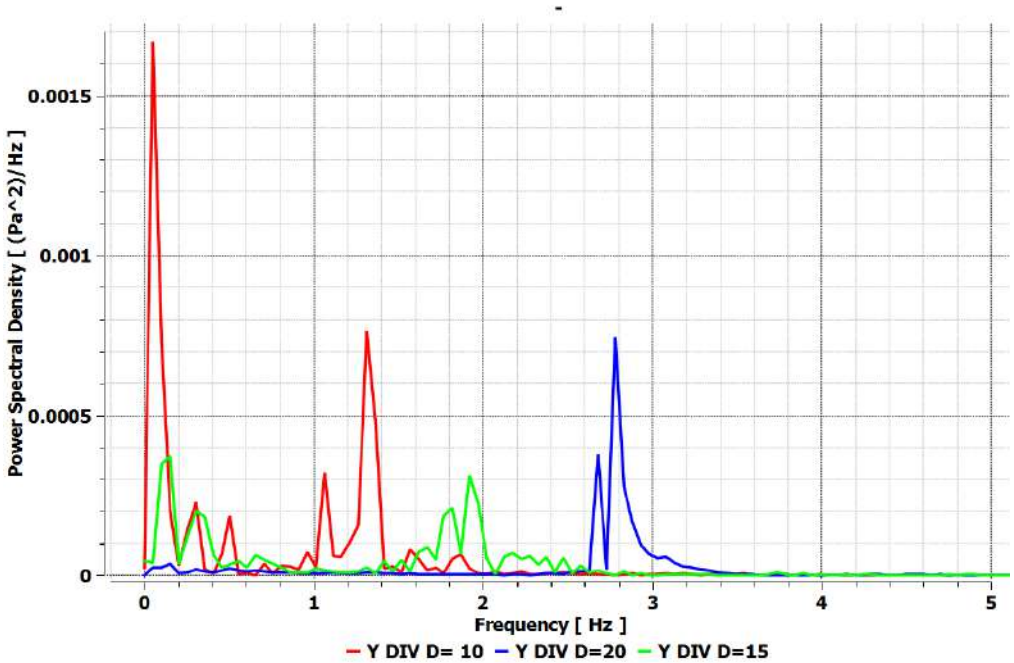


Figure. (3.27): Variation de la densité spectrale de la puissance en fonction de la fréquence pour différentes distances Y dans le cas Re=500.

D’autre part, on peut dire la même chose pour le nombre de Strouhal qui proportionnel à la fréquence de détachement tourbillonnaire (voir figures (3.28) et (3.29)).

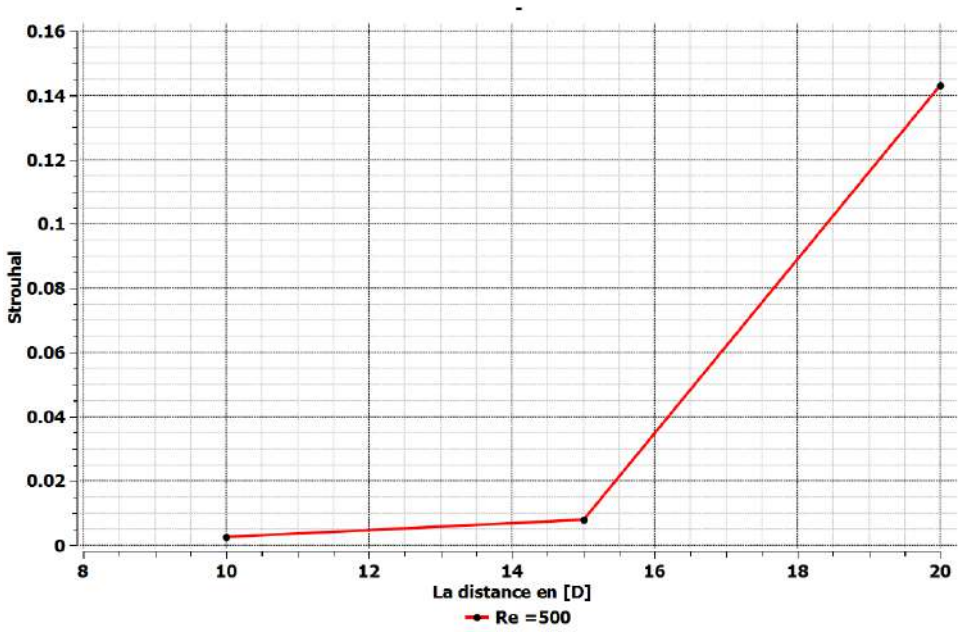


Figure. (3.28): Variation de nombre de Strouhal en fonction de la distance Y pour le cas avec Re = 500.

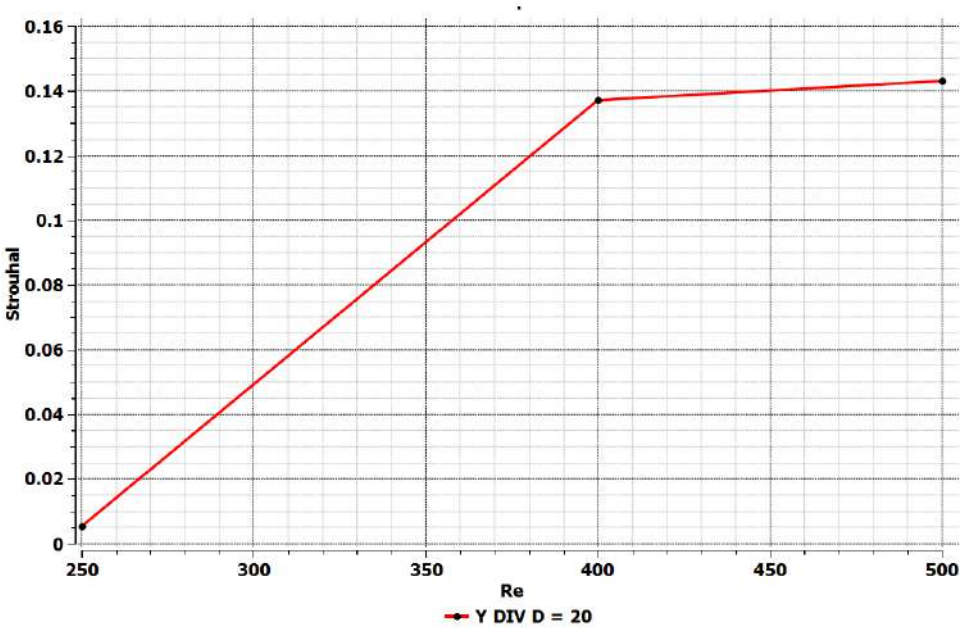


Figure. (3.29): Variation de nombre de Strouhal en fonction de Reynolds dans le cas Y = 20 D.

3.3. Les coefficients d'aérodynamique

3.3.1. Régime stationnaire

- Coefficient de trainée

La variation du coefficient de trainée autour du profil cylindre dépend de nombre Reynolds et la distance paroi-cylindre. voir la figure (3.30).

Lorsque le nombre de Reynolds augmente implique le coefficient de trainée augmente, et lorsque la distance entre paroi-cylindre diminue le coefficient augmente. voir le tableau (3.4).

Tableau (3.4) : La variation de coefficient de trainée.

Nombre de Reynolds Re	La distance paroi-cylindre		
	Y = 10 D	Y = 15 D	Y = 20 D
1	-7.05805	-8.32134	-9.13048
10	-1.39723	-1.81375	-2.14055
20	-0.918024	-1.20935	-1.44655
50	-0.568058	-0.753401	-0.890284
100	-0.430181	-0.575729	-0.677757
150	-0.378482	-0.510111	---
200	-0.350338	---	---

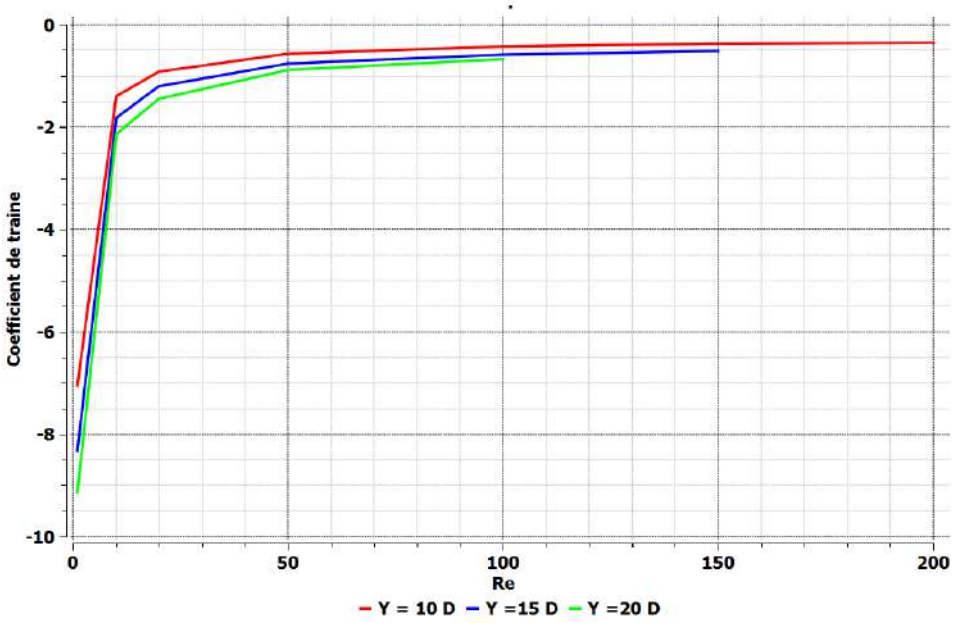


Figure. (3.30) : Variation du coefficient de la trainée en fonction du nombre de Reynolds pour différentes distances Y.

3.3.2. Régime transitoire

- Coefficient de trainée

La variation du coefficient de trainée autour du profil cylindre dépend du temps et la distance paroi-cylindre.

D'après la figure (3.31) on constate que lorsque la distance paroi-cylindre augmente la courbe de coefficient de trainée est quasi périodique.

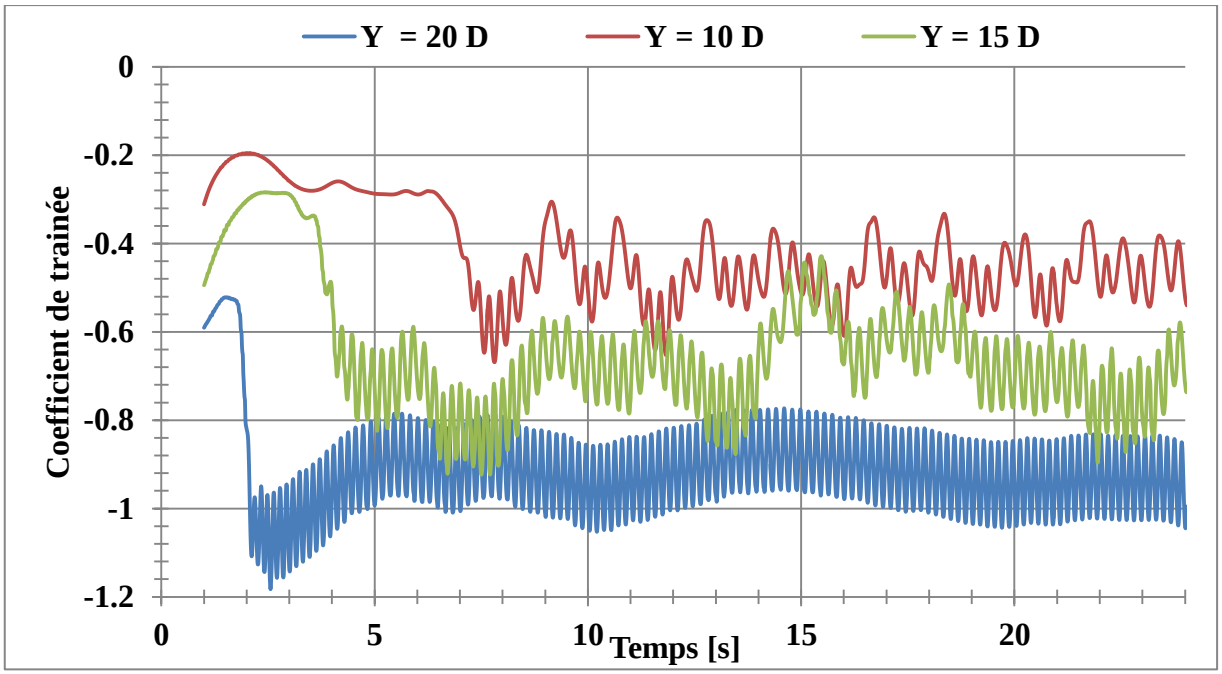


Figure. (3.31): Variation temporelle du coefficient de trainée (écoulement transitoire) à Re = 500.

- Le coefficient de portance

La variation du coefficient de portance autour du profil cylindre dépend du temps et la distance entre paroi-cylindre.

D'après la figure (3.32) on constate quand la distance paroi-cylindre augmente implique que le coefficient de portance est très périodique avec l'augmentation amplitude et le fluide commence à se détacher au temps réduit.

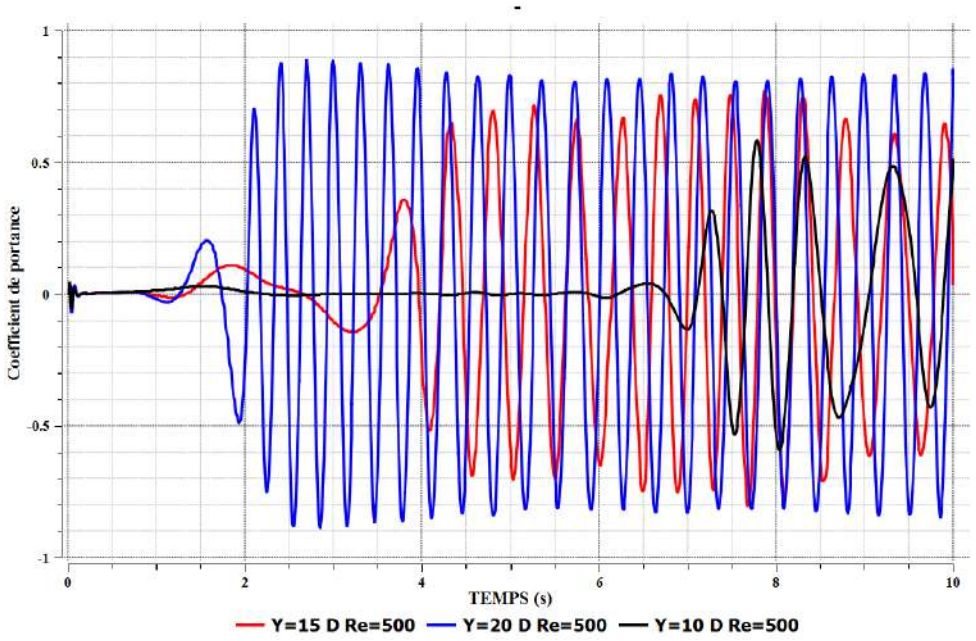


Figure. (3.32): Variation temporelle du coefficient de portance (écoulement transitoire) à Re = 500.

D'après la figure (3.33), on constate que le coefficient de portance est proportionnel au nombre de Reynolds.

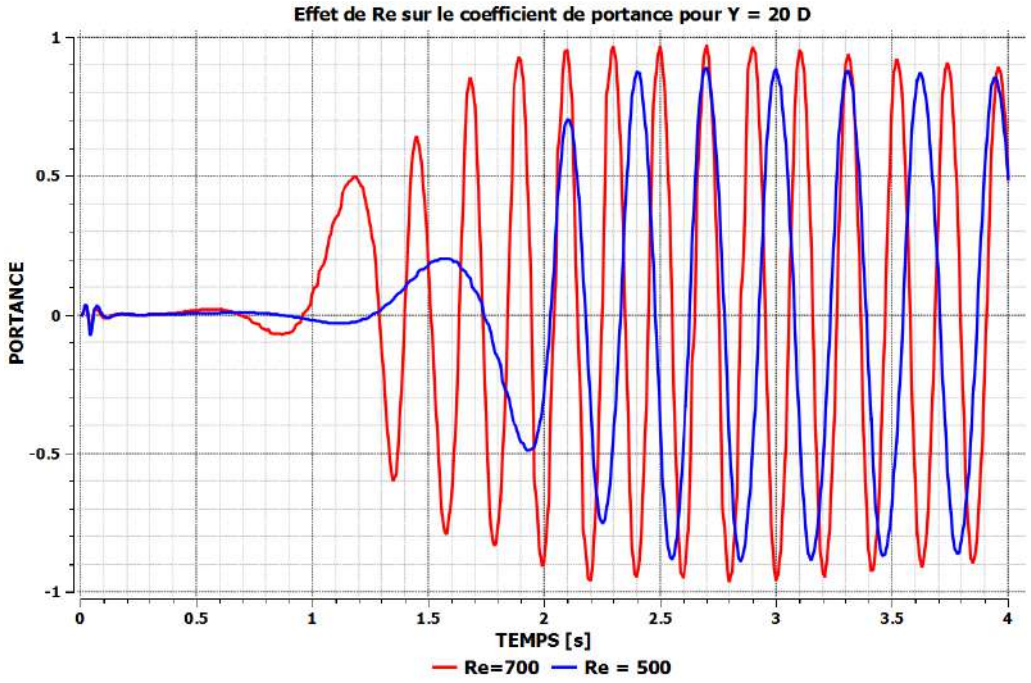
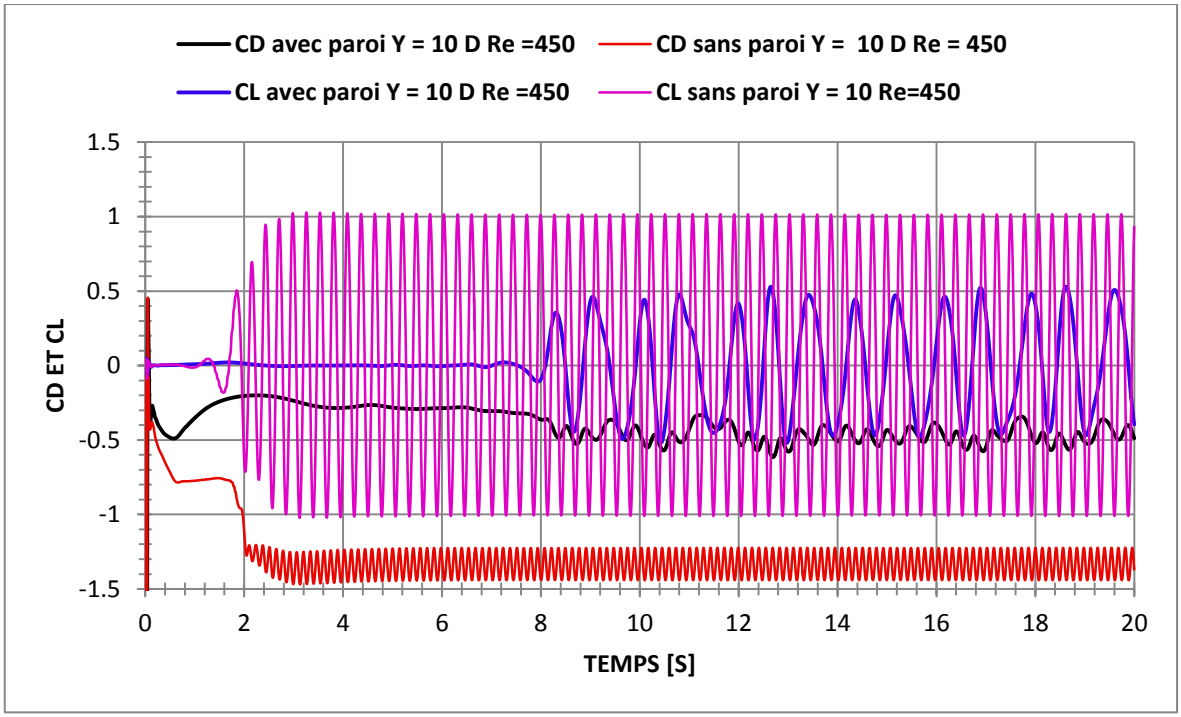


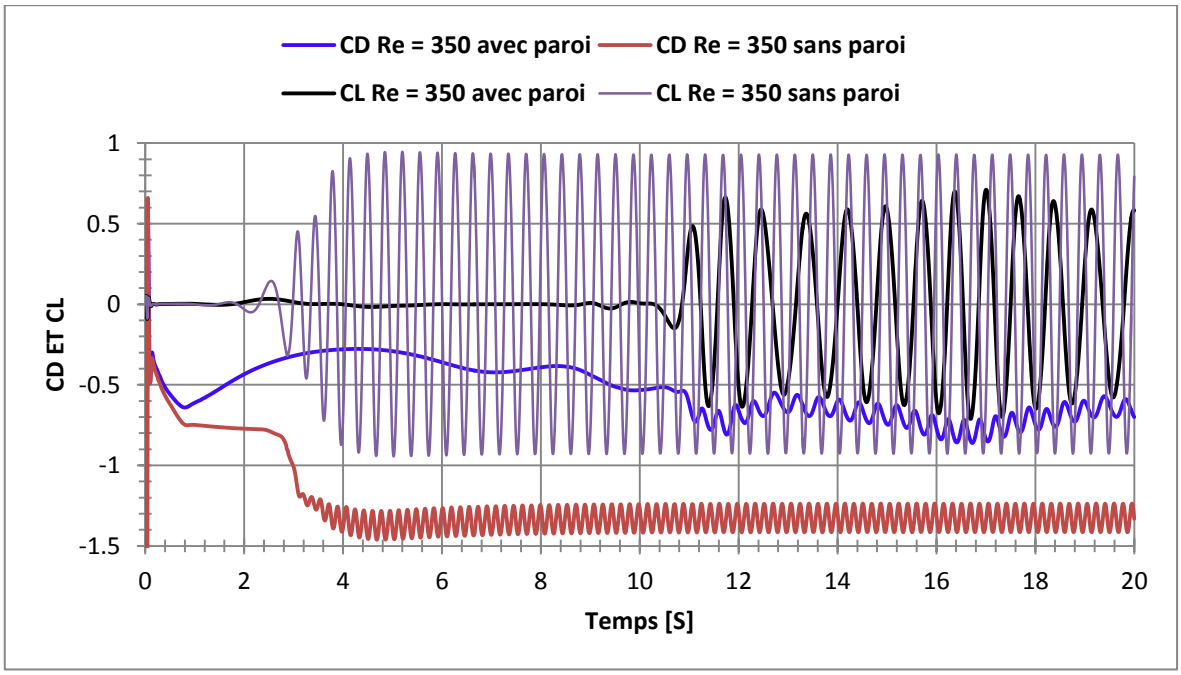
Figure. (3.33): Effets de nombre de Reynolds sur la variation du coefficient de portance pour le cas Y = 20 D.

- Effets de la paroi sur les coefficients aérodynamiques

D’après la figure (3.34), on constate dans le cas sans paroi et après un certain temps, les courbes de portance et de trainée sont des courbes sinusoïdales périodiques à période et amplitude constante. Par contre, dans le cas avec paroi la période et l’amplitude varient différemment.



Y = 10 D pour Re = 450



b) Y = 15 D pour Re = 350

Figure. (3.34): Effet de la paroi sur les coefficients aérodynamiques.

CONCLUSION GENERALE
ET PERSPECTIVES

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

L'étude des écoulements laminaires autour d'obstacle près d'une paroi a été l'objectif du présent travail. La simulation numérique par ANSYS CFX a été adoptée pour résoudre les équations d'un écoulement stationnaire et instationnaire d'un fluide newtonien et incompressible en régime laminaire.

Ce travail, nous a permis de tirer de très riches observations pour différents nombres de Reynolds en régime laminaire. En premier lieu, on a confronté nos résultats aux ceux obtenus dans la littérature pour un écoulement autour d'obstacle circulaire sans présence la paroi. À faible Re < 5, un écoulement rampant est examiné. Puis à partir de Re > 50 l'instabilité commence à se manifester dans la zone de sillage dévoilant un écoulement oscillatoire avec des fréquences variables et des amplitudes progressives dans la géométrie considérée. Ce phénomène d'écoulement est appelé aussi phénomène de l'allée tourbillonnaire de Von-Karman.

Ensuite, on a étudié l'effet du nombre de Reynolds et la distance paroi-cylindre sur l'écoulement. On a trouvé que la variation du coefficient de portance est simultanée au détachement tourbillonnaire. Ce détachement est responsable de la création des grands vortex au niveau de la paroi. Au milieu de la zone du tourbillon, la vitesse et la pression sont faibles par rapport à l'extrémité. La zone de transition de l'écoulement laminaire stationnaire à l'écoulement laminaire instationnaire est affectée par la distance entre paroi-cylindre. On a remarqué que l'écoulement garde son allure stationnaire en fonction de la distance cylindre-paroi :

Pour Y = 10 D l'écoulement reste attaché jusqu'à Re = 200.

Pour Y = 15 D l'écoulement reste attaché jusqu'à Re = 150.

Pour Y = 20 D l'écoulement reste attaché jusqu'à Re = 100.

Aussi, on a constaté que :

- L'apparition de phénomène de Von-Karman c.-à-d. (le détachement) dépend de la distance de paroi-cylindre :

Pour Y = 10 D l'écoulement commence de détaché à Re = 450.

Pour Y = 15 D l'écoulement commence de détaché à Re = 350.

Pour Y = 20 D l'écoulement commence de détaché à Re = 250.

En perspectives, on propose d'étudier la modélisation tridimensionnelle et d'élargir le régime d'écoulement.

.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] Mahbubar Rahman, Mashud Karim and Md. Abdul Alim, 2007, *Numerical investigation of unsteady flow past a circular cylinder using 2-D finite volume method*, Journal of Naval Architecture and Marine Engineering.

[2] C.H.K. Williamson, 1996, *Vortex Dynamics in the Cylinder Wake*, Annual Reviews, Fluid. Mech. 28:477-539.

[3] E. H Dowell and Kenneth C hall, 2001, *Modeling of Fluid-Structure Interaction*, Ann Rev. Fluid Mech, 33:445-90.

[4] M. Van Dyke, 1982, *An Album of Fluid Motion*, Parabolic Press.

[5] Bedjeghit El-Houas, 2010, *Etude Expérimentale Et Numérique D'un Ecoulement Autour D'obstacles Carre Et Cylindrique,* la thèse de magister, Université Mentouri Constantine.

[6] Blackburn H.M. & Melbourne W.H., 1996, *The effect of free-stream turbulence on sectional lift forces on a circular cylinder*, J. Fluid Mech, **306** p. 267-292.

[7] E. H Dowell and Kenneth C hall, 2001, *Modeling of Fluid-Structure Interaction*, Ann Rev. Fluid Mech, 33:445-90.

[8] N. Roquet, P. Saramito, 2003, *An adaptive finite element method for Bingham fluid flows around a cylinder*, Comput. Methods Appl. Mech. Engrg, VOL192 PP3317–3341.

[9] **Q.Rong, L. G.Ya, L. Wei, W. Jian, Z. Xin,** 2006, *Study of vortex characteristics of the flow around a horizontal circular cylinder at various gap-ratios in the cross-flow*, Journal of Hydrodynamics Ser.B, VOL18PP334-340 .

[10] T.Nishino, G.T.Roberts, X.Zhang, 2006, *Detached-eddy simulation of flow around a circular cylinder in ground effect*, the seventeenth international symposium on transport phenomena, Toyama, JAPAN.

[11]P.F. Zhang, J.J. Wang, L.X. Huang, 2006, *Numerical simulation of flow around cylinder with an upstream rod in tandem at low Reynolds numbers*, Applied Ocean Research Vol 28 PP183–192.

[12] M. Cheng, D.S. Whyte, J. Lou, 2007, *Numerical simulation of flow around a square cylinder in uniform-shear flow*, Journal of Fluids and Structures, VOL 23 PP 207–226.

[13] R. Belakroum, M. Khadja, H. Zibouche, 2007, *Simulation numérique du phénomène d'éclatement tourbillonnaire dans la zone de sillage d'un obstacle de section circulaire,* International Conférence on Energetics and pollution constantine.

[14] F.Meddane, T.Yahiaoui, L.Adjlout, 2007, *Influence du volet sur les performances du profil NACA 0021,* International Conférence on Energetics and pollution constantine.

[15] S. Pascal-Ribot, Y. Blanchet, 2007, *Buffeting lift forces and local air–water flow aspects around a rigid cylinder*, International Journal of Multiphase Flow, VOL 33 PP 1237– 1254.

[16] A. KORICHI. ET L. OUFER, Juin 2007, *Etude numérique de l'écoulement instationnaire et du transfert de chaleur autour d'une conduite de section carrée dans un canal*, Sciences & Technologie A – N°25, pp. 55-61

[17] C. Shu , N. Liu, Y.T. Chew, 2008, *A novel immersed boundary velocity correction–lattice Boltzmann method and its application to simulate flow past a circular cylinder,* Journal of Computational Physics, Vol 226 PP 1607–1622.

[18] I. Khabbouchi, M.S. Guellouz, 2008, *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 de Monastir Rue Ibn El Jazzar 5019 Monastir, Tunisie.

[19] S. Cao, Y. Tamura, 2008, *Flow around a circular cylinder in linear shear flows At subcritical Reynolds number,* Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol 96 PP 1961–1973.

[20] M.S. Dhouaib, F. Aloui, S. Turki et S. Ben Nasrallah, Avril 2008, *Etude expérimentale et numérique des écoulements instationnaires derrière un barreau carré placé dans un milieu confiné*, 1ère Conférence Internationale sur La Conversion et La maitrise de L'Energie, CICME'08, 11-13, Sousse –Tunisie.

[21] E.Faghani, H.A.Ardakani, N.S.Vaghefi, S.A.Niaki, and B.Farhanich, 2009, *Numerical investigation of flow and heat transfer characteristics from an impinging jet on circular cylinder,* School of Mechanical Engineering Sharif University of Technology, Tehran, Iran, School of Mechanical Engineering King College London, London, England.

[22] K. Lam, L. Zou, 2009, *Experimental study and large eddy simulation for the turbulent flow around four cylinders in an in-line square configuration,* International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol 30 PP 276–285.

[23] N.Mahir, 2009, *Three-dimensional flow around a square cylinder near a wall*, Ocean Engineering, Vol 36 PP 357–367.

[24] L. Bruno , D. Fransos, N. Coste, A.Bosco, 2009, *3D flow around a rectangular cylinder: A computational study*, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics.

[25] M.M.Ouestati, M.Ben Salah, F.Aloui, S.Ben Nasrallah, 2010, *Numerical simulation of flow around obstacle with stream function-vorticity formulation of Navier-Stokes equations,* 2nd International Conference on Energy Conversion and Conservation.

[26] MOSSAZ Stéphane, Jul 2012, *Etudes expérimentales et numériques des écoulements inertiels de fluides à seuil autour d'un cylindre*, Thèse de docteur de l'université de Grenoble, Version 1 – 30.

[27] R. K. Farhoud, S. Amiralaie, G. Jabbari, S. Amiralaie, 2012, *Numerical Study of Unsteady Laminar Flow around a Circular Cylinder*, Journal of Civil Engineering and Urbanism, Volume 2, Issue 2: 63-67.

[28] SJAH Jessica, VINCENS Eric, LEBOEUF Francis, CHAZE Marie, 29 au 31 mai 2013, *Modélisation 2D de l'écoulement visqueux autour d'un cylindre fixe par la méthode SPH-ALE*. 31èmes Rencontres de l'AUGC, E.N.S. Cachan.

[29] Yunus A. Çengel, John M. Cimbala, 2006, *Fluid Mechanics Fundamentals and Applications,* higher education, 1221 Avenue of the Americas, New York.

[30] David V. Hutton, 2004, *Fundamentals of Finite Element Analysis (the McGraw−Hill Companies)*, International ed, USA.

[31] H. Persillon and M. Braza, 1998, *Physical analysis of the transition to the turbulence in the wake of a circular cylinder by three-dimensional navier-stokes simulation*, Journal of Fluid Mechanics, 365:23-88.

[32] ANSYS.Inc, December 2010, release 13, USA.

[33] A.L.F. Lima E Silva, A. Silveira-Neto, J.J.R. Damasceno, 2003, *Numerical simulation of two -dimensional flows over a circular cylinder using the immersed boundary method,* Journal of Computational Physics, 189 , 351–370.