

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique  
Université A.MIRA-BEJAIA



جامعة بجاية  
Tasdawit n Bgayet  
Université de Béjaïa

Faculté De Technologie  
Département De Génie Mécanique

## MÉMOIRE DE FIN D'ÉTUDE

En vue de l'obtention du diplôme de Master en Génie Mécanique

Spécialité<sup>1</sup> : Installation Énergétique et Turbomachine

Spécialité<sup>2</sup> : Énergétique

Présentée par :  
HAMDY NADJIM<sup>1</sup>  
CHARIFI OUALID<sup>2</sup>

### *Thème*

**Etude de l'influence d'un champ magnétique sur l'écoulement hydrodynamique rampant autour d'un cylindre**

Soutenue le : 10/07/2019

Devant le Jury composé de :

Nom et Prénom

Mr M. ALLOUCHE  
NAIT BOUDA FAICEL  
Mr DJEMAA

Président  
Encadreur  
Examineur

Année Universitaire : 2018/2019

## Remerciements

---

*Toute la gratitude et le merci à Dieu notre créateur qui nous a donné la force pour effectuer et achever ce travail.*

*Ainsi nos parents qui nous aident.*

*Nous tenons à remercier en premier lieu et très chaleureusement Notre encadreur Mr Naït bouda .F pour avoir accepté de diriger notre travail, pour ses précieux conseils, pour son esprit d'ouverture et sa disponibilité. Grâce à lui, notre travail s'est déroulé.*

*Mes remerciements s'adressent aussi aux membres de jury pour avoir accepté d'évaluer le présent mémoire*

*Nous remercions nos amis et collègues, et toutes personnes qui nous ont aidés de près ou de loin à la finalisation de ce travail, nous tenons à leur exprimer notre vive gratitude.*

*Enfin nos remerciements à tous les enseignants de département génie mécanique qui ont contribué à notre formation.*

---

## Dédicaces

---

*Je dédie ce modeste travail:*

*A mes parents les plus chers au monde qui m'ont encouragé, qui ont toujours été là pour moi, et qui m'ont donné un magnifique modèle de labeur et de persévérance. J'espère qu'ils trouveront dans ce travail toute ma reconnaissance et tout mon amour*

*A toute la famille, pour leur soutien, sacrifice, patience, ainsi pour leurs conseils, que dieux les protèges et les entoure de bénédiction.*

*A tous mes amis, mes collègues, à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à réaliser ce travail*

**Nadjim & Oualid**

# SOMMAIRE

## Table des matières

Remerciement

Dédicace

Listes des figures

Listes des tableaux

Nomenclatureur

Introduction général ..... 1

### **Chapitre I : Généralités et recherche bibliographique**

I.1 Introduction..... 3

I.2 Différents régimes de l'écoulement hydrodynamique autour d'un cylindre circulaire..... 3

I.2.1 Écoulement rampant ..... 4

I.2.2 Écoulement stationnaire décollé ..... 4

I.2.3 Régime laminaire instationnaire 2D..... 5

I.3 Les forces aérodynamiques qui s'exerçant sur un obstacle..... 5

I.4 Principales propriétés de l'écoulement autour du cylindre circulaire..... 6

I.4.1 La couche limite..... 6

I.4.2 Point de séparation ..... 7

I.4.3 Zone de formation tourbillonnaire ..... 7

I.4.4 Couche de cisaillement ..... 7

I.4.5 Zone de recirculation..... 8

I.5 Le contrôle de décollement de la couche limite..... 8

I.5.1 Le contrôle passif ..... 9

I.5.2 Le Contrôle actif ..... 9

I.5.2.1 La force électromagnétique de de Lorentz (contrôle actif) ..... 9

I.6 État de l'art.....	10
I-7. Conclusion.....	16

**Chapitre II: description de problème et formulation mathématique**

II.1 Introduction.....	17
II .2 définition de problème :.....	17
II.3 Les équations gouvernantes.....	18
II .4 Hypothèses simplificatrices.....	21
II.4.1 Equations simplifiés.....	21
II .4 .2 Condition aux limites.....	22
II.4.3 formes adimensionnelles des équations.....	22
II.5 Méthodes numériques.....	23
II.5.1 Présentation du logiciel de calcul.....	23
II.5.2 Méthode des volumes finis.....	24
II.5.3 Maillage.....	24
II.2.4 Discrétisation.....	25
II .6. Conclusion.....	27

**Chapitre III : Résultats et Discussions**

III.1 Introduction.....	29
III.2 La géométrie avec condition initial et aux limites.....	29
III.3 Effet du maillage sur les résultats numériques.....	30
III.4 Validation du code.....	31
III.5 Détermination de $Re_{cr}$ .....	34
III.6 L'influence de champ magnétique.....	35
III.6.1 L'influence de la direction de champ magnétique sur le Reynolds critique.....	35
III.6.2 Comparaison des lignes de courant au nombre de Reynolds critique.....	37
III.6.3 Influence de la force de Lorentz longitudinal sur l'écoulement pour un nombre de Reynolds donnée.....	38
Conclusion générale.....	40

## Liste des figures

<b>Figure I. 1:</b> Ecoulement 2D autour d'un cylindre .....	3
<b>Figure I. 2:</b> Ecoulement rampant a $Re = 0.16$ .....	4
<b>Figure I. 3:</b> Ecoulement rampant, $Re = 1$ Stojkovic et al.[7] .....	4
<b>Figure I. 4:</b> Ecoulement stationnaire décolle $Re=26$ . Visualisation S. Taneda tirée de van Dyke [6] .....	4
<b>Figure I. 5:</b> Ecoulement stationnaire périodique symétrique à $Re = 40$ , [7] .....	4
<b>Figure I. 6:</b> Ecoulement instationnaire 2D a $Re=105$ . Visualisation S. Taneda tirée de van Dyke [6] .....	5
<b>Figure I. 7:</b> Forces aérodynamiques exercées sur un obstacle .....	6
<b>Figure I. 8:</b> Différents états de la couche limite .....	7
<b>Figure I. 9:</b> Profils de vitesse associée à la séparation sur un cylindre dans un écoulement transversal .....	9
<b>Figure I. 10:</b> Contours de vorticité a. $Re=100$ [9] .....	11
<b>Figure I. 11:</b> Profile aux Section, Distribution de vitesse, vorticité et $K$ [9] .....	11
<b>Figure I. 12:</b> Influence du confinement[10] .....	12
<b>Figure I. 13:</b> Influence du $n$ [10] .....	12
<b>Figure I. 14:</b> Distribution de $k$ pour $Re = 105$ avec le modèle $k-\epsilon$ standard [12] .....	13
<b>Figure I. 15:</b> Distribution de $k$ pour $Re = 105$ avec le modèle $k-\epsilon$ réalisable[12] .....	13
<b>Figure I. 16:</b> Magnetic effect on the pressure gradient[13] .....	14
<b>Figure I. 17:</b> Le paramètre de séparation en fonction de Reynolds pour déferont paramètre d'interaction [15] .....	15
<b>Figure I. 18:</b> la longueur de recirculation en fonction de paramètre d'interaction magnétique 15	
<b>Figure II .1:</b> Géométrie de problème .....	17
<b>Figure II .2:</b> Volume de contrôle bidimensionnel .....	24
<b>Figure II .3:</b> Schéma du volume de contrôle (a), maillage décalé pour $u_e(b)$ , maillage décalé .....	24
<b>Figure III .1:</b> Conception de la géométre .....	30
<b>Figure III .2:</b> Maillage .....	31
<b>Figure III .3:</b> Conteurs des lignes de courants .....	33
<b>Figure III .4:</b> L'évolution de $C_p$ , $C_d$ , $\theta_s$ et $L_r$ avec l'augmentation $Re$ .....	33

<b>Figure III .5:</b> Lignes de courants.....	34
<b>Figure III .6:</b> Coefficient de frottement en fonction de X.....	34
<b>Figure III .7:</b> Nombre de Reynolds critique en fonction de nombre de Hartmann.....	36
<b>Figure III .8:</b> Lignes de courant pour déferent nombre de Reynold .....	37
<b>Figure III .9:</b> Le coefficient de frottement en fonction de X pour $Re=20$ .....	38
<b>Figure III .10:</b> Lignes de courant pour déferents nombre de Hartmann et $Re=20$ .....	39
<b>Figure III .11 :</b> L'influence de nombre de Hartmann en présence d'un champ magnétique	40

## Liste des tableaux

<b>Tab I. 1:</b> Paramètres du champ moyen [11] .....	
<b>Tab II. 1:</b> Termes de l'équation de transport sans champ magnétique .....	25.
<b>Tab II. 2:</b> Termes de l'équation de transport avec champ magnétique transversal.....	26
<b>Tab II.3:</b> Termes de l'équation de transport avec champ magnétique longitudinal.....	26
<b>Tab III.1:</b> Caractéristiques physiques pour différents maillages.....	30
<b>Tab III.2 :</b> Caractères physiques pour différents nombres de Reynolds .....	32
<b>Tab.III.3 :</b> Nombre de Reynolds critique en fonction de Hartmann .....	35
<b>Tab III.4:</b> Caractéristiques physiques en fonction de nombre de Hartmann avec Reynolds.....	38



## Nomenclature

B : Champ magnétique.....	[Tesla]
$C_D$ : Coefficient de trainée.....	[J/kg.K]
$C_f$ : Coefficient de frottement.....	[W /mk]
$C_L$ : Coefficient de portance	
$C_p$ : Coefficient de pression.....	
	[W/mk]
d : Diamètre de cylindre.....	[m]
E : Champ électrique.....	[V]
J : Densité de courant .....	[A]
$l_r$ : Longueur de recirculation.....	[m]
p : Pression .....	
	[Pa]
P : Pression adimensionnelle.....	[-]
	]
S : Surface .....	
	[m <sup>2</sup> ]
F : Force .....	
	[Pa.m <sup>2</sup> ]
f : Fréquence.....	[Hz]
t : Temps .....	[s]
T : Temps adimensionnel .....	[-]
	]
R : Rayons de cylindre .....	
	[m]
u, v : Composantes de la vitesse suivant les axes x et y.....	[m s <sup>-1</sup> ]
U, V : Composantes adimensionnelles de la vitesse.....	[-]

### Symboles grecs :

$\theta$ : Angle.....	[Degré]
$\dot{\gamma}$ : Taux de cisaillement.....	[-]
$\tau$ : Contrainte de cisaillement .....	[N/m <sup>2</sup> ]
$\mu$ : Viscosité dynamique.....	[Kg m <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]
$\nu$ : Viscosité cinématique.....	[m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> ]
$\rho$ : Masse volumique de l'air .....	[Kg m <sup>-3</sup> ]
$\Phi$ : Potentiel électrique .....	[W]

$\delta$  : Conductivité électrique..... [ $\Omega^{-1}$ ]

**Nombres adimensionnelles :**

Re : Nombre de Reynolds..... [-]

Ha : Nombre de Hartmann .....[-]

St : Nombre de Strouhal..... [-]

**Indice :**

L : de Lorentz

g : de gravité

Cr : critique

lx : de Lorentz horizontal

ly: de Lorenz transversal

x : compassant selon ox

y : composante selon oy

$\infty$  : A l'infinie

S : Séparation

T : Trainée

0 : Appliqué

1 : Induit

## Introduction général

Les structures de l'écoulement incompressible autour des obstacles occupent une place importante dans la mécanique des fluides à cause de leurs intérêts pratiques dans les applications aérodynamiques et hydrodynamiques tel que les hélices des navires, les aubes des turbines et des pompes, le profil d'un avion ainsi les ailes, notamment dans divers domaines de l'industrie telle que le transport dans les plateformes pétrolières maritimes, et dans le domaine thermique, intervenant dans les échangeurs et les mécanismes de refroidissement tel que les tours nucléaires et les matériaux informatiques.

Quand un corps est placé dans un écoulement uniforme, dont la vitesse est tout à fait petite entraînant un nombre de Reynolds de l'ordre de quelques unités, il se produit un décollement dans la couche limite qui se développe sur sa paroi. Alors, les effets dissipatifs dus à la viscosité de fluide tendent à envahir l'écoulement. Ce mouvement se traduit par la formation des structures tourbillonnaires appelées : tourbillons ou vortex qui a été décrit et dessiné dès le XV<sup>ème</sup> siècle par Leonardo da Vinci cité dans l'article de Hartog. Lors de ce phénomène, le fluide semble quitter la paroi pour s'enrouler autour d'un axe qui constitue le cœur du tourbillon. Pour une valeur critique du nombre de Reynolds l'écoulement cesse d'être stationnaire et la vitesse du fluide devient dépendante du temps : les tourbillons se détachent périodiquement en aval de l'écoulement. Ils se forment alors deux ou des tourbillons de Bénard-Von Karman.

Physiquement, le plus intéressant de ce phénomène est le décollement de la couche limite sur une paroi d'un corps immergé dans le fluide en écoulement. Le contrôle de ce décollement de la couche limite, a été le sujet de nombreuses études expérimentales pour tester l'efficacité de différents actionneurs capables de contrôler le décollement, les différents procédés d'action sont diversifiés dont sont reconnues deux méthodes principales : les méthodes actives et les méthodes passives, en ce qui concerne les méthodes dites « actives » on distingue l'utilisation des parois mobiles, des méthodes à base d'aspiration ou de soufflage, des méthodes acoustiques, thermiques, électromagnétiques et micro jets à soufflage continu. Plusieurs de ces travaux offrent des résultats excellents et des perspectives très prometteuses, mais ces expériences peuvent être coûteuses et exiger beaucoup de temps. Par conséquent

avec l'avancement mathématique, de nouveaux outils numériques qui permettent la simulation des écoulements ont mis en évidence les dévers méthodes expérimentales qui ont étai validés et correcte comme référence ; parmi ces outils on peut citer : Ansys Fluent, Saturne, ICARE....

Une méthode électromagnétique, se basant sur l'injection de ses forces dans les équations de Navier Stokes, fournit une approche de contrôle de l'écoulement. Pour cela, plusieurs expériences dans le domaine ont été réalisées et confrontées aux méthodes numériques. 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'information qui peuvent se produire. Pour notre cas, on a utilisé un code de calcul, qui représente un outil de simulation numérique fort de grande qualité afin de simuler un écoulement autour d'un obstacle cylindrique.

Ce présent travail est réparti en trois chapitres, dans le premier chapitre nous allons le consacrer à la représentation des généralités des écoulements autour d'un obstacle cylindrique en représentant les différents régimes et leurs phénomènes qui s'engendrent en décrivant les zones importantes de l'écoulement, ensuite des méthodes de contrôle de l'écoulement seront citées brièvement, on termine par une recherche bibliographique

En deuxième chapitre, les équations qui régissent le problème simplifié ensuite adimensionné en présence d'un champ magnétique transversal et longitudinal respectivement ainsi la méthode numérique adoptée ont été détaillées.

Finalement on termine notre travail avec les résultats et leurs discussions, accompagnés des validations avec les références sélectionnées en recherche bibliographique, une conclusion générale qui met le point sur les résultats et les discussions de notre étude est présentée en dernier



**CHAPTER I :**  
**Généralités et recherche**  
**bibliographique**

## Introduction

Dans ce chapitre, nous débutons par décrire la physique des écoulements autour d'un cylindre. L'étude des écoulements autour d'un cylindre à section circulaire sont très fortunés de part leur physique qui varie en fonction du nombre de Reynolds : point de stagnation, couche limite, régions de décollement, couches de cisaillement, transition laminaire/turbulent, zones

de recirculation et zones tourbillonnaires (Figure I.1). C'est un cas test donc particulièrement intéressant pour évaluer les performances de la couche limite magnétohydrodynamique pour le contrôle de l'écoulement dans cas d'un régime laminaire.

Nous rappellerons aussi dans ce chapitre les caractéristiques fondamentales associées aux écoulements MHD, aussi les différents paramètres et variables caractéristiques d'un écoulement autour d'un obstacle cylindrique.

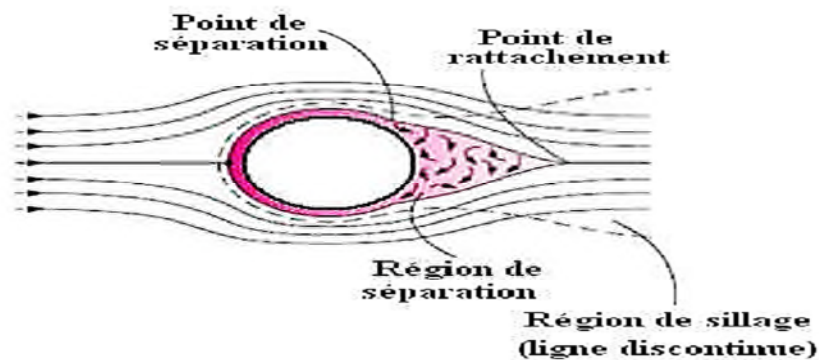


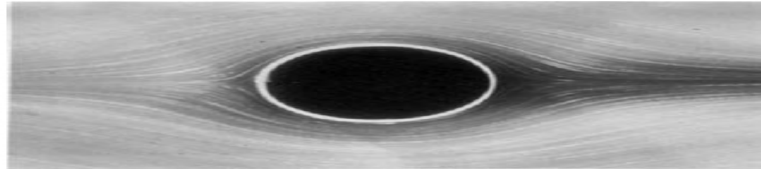
Figure I. 1:écoulement 2D autour d'un cylindre

## I.2 Différents régimes de l'écoulement hydrodynamique autour d'un cylindre circulaire

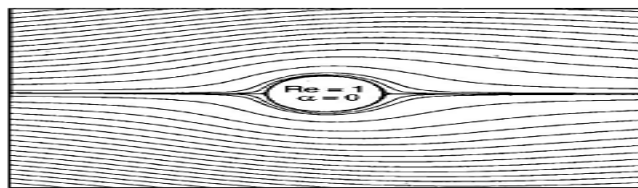
De très nombreuses études expérimentales ont mis en évidence les différents régimes de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds, ainsi que de l'influence des conditions aux limites de l'écoulement. Comme reflété par Norberg [1] et Beaudan et Moin [2]. Les revues les plus détaillées sont données par Williamson [3] et Williamson et Govardhan [4]. Basée sur l'étude de Roshko [5] et de Beaudan et Moin [2], une large classification du comportement de l'écoulement autour d'un cylindre isolé est donnée, mais nous allons nous limiter sur le régime stationnaire et instationnaire bidimensionnel, classifiée comme suit :

### I.2.1 Écoulement rampant

Pour  $Re \leq 5$ , l'écoulement est dit rampant, les forces de viscosités étant prépondérantes, le fluide reste attaché au cylindre et il n'y a pas de décollement de la couche limite. En maintenant la symétrie par rapport aux axes central.



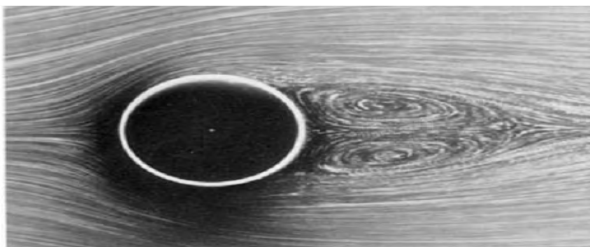
**Figure I. 2:**écoulement rampant a  $Re = 0.16$



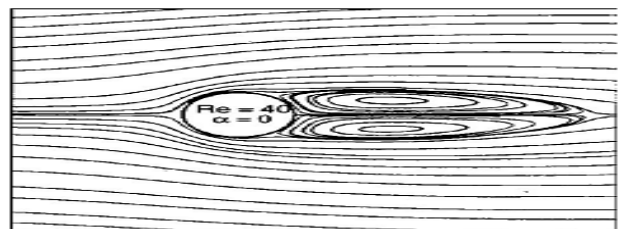
**Figure I. 3:**Écoulement rampant,  $Re = 1$  Stojkovic et al [7]

### I.2.2 Écoulement stationnaire décollé

Pour  $5 \leq Re \leq 48$ , la couche limite se décolle de la surface de cylindre à cause de l'augmentation des forces d'inertie. Quand le nombre de Reynolds augmente le point de décollement se déplace vers l'amont du cylindre. L'écoulement est stable et reste stationnaire et symétrique par rapport à l'axe longitudinal. En aval du décollement se forment deux zones de recirculation contrarotative attachée au cylindre (Figure I.4). Le point de rattachement, qui est défini comme le lieu où la vitesse longitudinale est nulle sur l'axe central du sillage (Figure I.1), s'éloigne du cylindre, quand le nombre de Reynolds augmente. Son abscisse définit la longueur de recirculation  $L_r$ .



**Figure I. 4:**écoulement stationnaire décollé  $Re=26$ . Visualisation S.Taneda tirée de van Dyke [6]



**Figure I. 5:** Ecoulement stationnaire périodique symétrique à  $Re = 40$ , [7]

### I.2.3 Régime laminaire instationnaire 2D

Pour  $48 \leq Re \leq 180$ , les différentes sources de perturbations ne peuvent plus être amorties et une instabilité s'excite. Ceci conduit à une perte de symétrie, et les deux tourbillons se détachent alternativement des parois du cylindre (Figure I.6), constituant ainsi l'allée tourbillonnaire de Bénard Von-Karman. Cette instabilité est bidimensionnelle et se caractérise par une périodicité fortement prononcée. Le paramètre adimensionnel relatif à la fréquence de lâcher tourbillonnaire défini par la vitesse incidente et le diamètre de cylindre est le nombre de Strouhal:

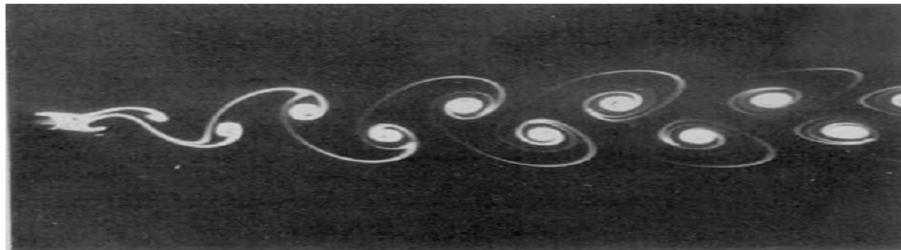
$$S_t = \frac{f \times D}{U_\infty} \quad (I.5)$$

$f$  : fréquence périodique

$D$  : diamètre du cylindre

$U_\infty$  : vitesse

Dans ce régime, le nombre de Strouhal augmente avec le nombre de Reynolds.

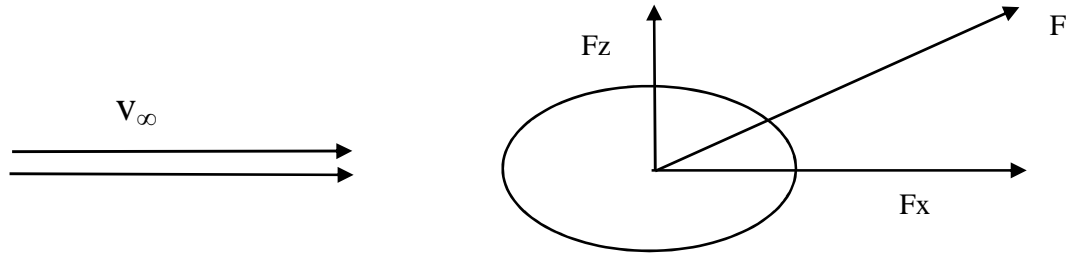


**Figure I. 6:** Ecoulement instationnaire 2D a  $Re=105$ . Visualisation S. Taneda tirée de van Dyke [6]

### I.3 Les forces aérodynamiques s'exerçant sur un obstacle

En toute généralité le système de forces aérodynamiques s'exerçant sur un obstacle se réduit à deux composantes : une normale à la vitesse à l'amont, dite portance ; l'autre parallèle à la vitesse, dite traînée (Figure I.7)





**Figure I. 7:**Les forces aérodynamiques exercées sur un obstacle

Le coefficient de traînée  $C_d$ , et le coefficient de portance  $C_p$  caractérisent les forces exercées par le fluide sur le cylindre. Soit  $U_\infty$  la vitesse de l'écoulement libre et  $\rho$  sa densité alors les coefficients sont définis comme suite.

$$F = \sqrt{F_x^2 + F_z^2} \tag{I.1}$$

L'analyse dimensionnelle permet d'écrire :

$$F_x = T = \frac{1}{2} C_D \rho U_\infty^2 S$$

$$F_z = P = \frac{1}{2} C_L \rho U_\infty^2 S$$

Avec

$C_D$  (Ou  $C_x$ ) le coefficient de traînée

$C_L$  (Ou  $C_z$ ) le coefficient de portance.

$S$  : surface du maître couple de l'obstacle.

$U_\infty$  : vitesse de l'écoulement libre

#### I.4 Principales propriétés de l'écoulement autour du cylindre circulaire

Les différents régimes et leurs principales manifestations complexes dépendant du nombre de Reynolds, apparaissent parfois de manière imprévisible et chaotique, principalement dans certaines régions de l'écoulement qui sont brièvement Présentées dans cette partie.

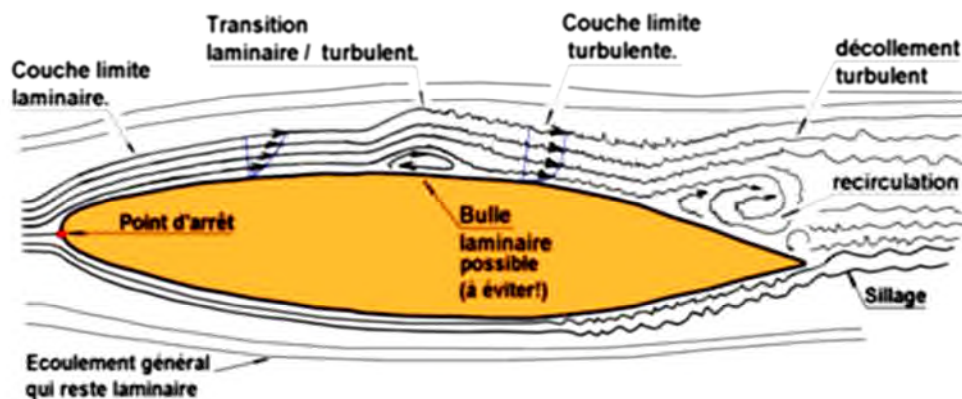
##### I.4.1 La couche limite

Est une mince couche de fluide visqueux au voisinage de la surface de la paroi du cylindre, et d'autre part en contact avec l'écoulement libre environnant (Figure I.8), ou il s'établit un gradient de vitesse causé par des contraintes visqueuses qui ne sont pas négligeables (**Prandtl 1905**) « plus le fluide est proche de la paroi, plus il est ralenti, la

vitesse étant nulle à la surface du cylindre pour satisfaire à la condition d'adhérence ». Cette redistribution dans le champ de vitesse entraîne répartition de la quantité de mouvement, soit par un mécanisme visqueux, ou bien par des mouvements turbulents.

De plus on peut classifier les différents états de la couche limite hydrodynamique de la manière suivante :

- La couche limite laminaire
- La Transition laminaire (turbulent de la couche limite)
- La couche limite turbulente



**Figure I. 8:** Les différents états de la couche limite

#### I.4.2 Point de séparation

C'est le point à partir duquel la couche limite se décolle de la paroi de cylindre, il est défini comme le point où le frottement s'annule, le décollement dans le cas du cylindre circulaire est dû au fait que la couche limite se développe en présence d'un gradient de pression adverse.

#### I.4.3 Zone de formation tourbillonnaire

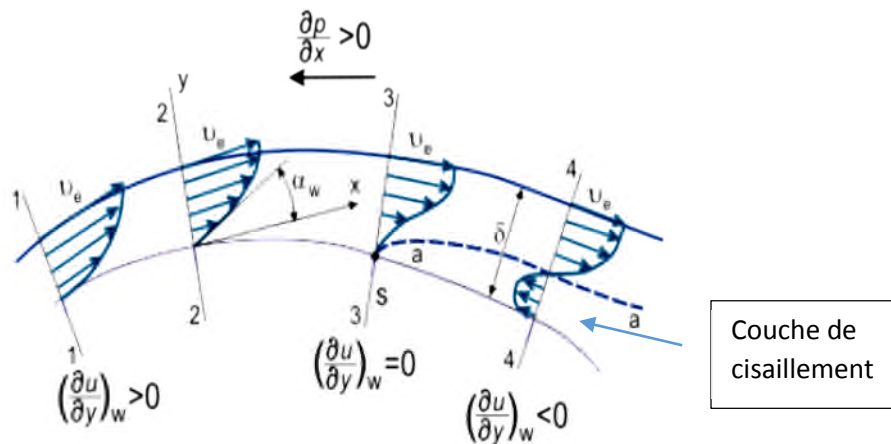
Pour un cylindre circulaire, le détachement tourbillonnaire est provoqué par les effets visqueux de fluide. Lors de ce phénomène, la couche limite subit un cisaillement sur la surface du cylindre circulaire en raison d'un gradient de pression adverse. Le fluide de la couche limite parvient à la zone de décollement autour de  $\pm\pi/2$  et lorsque son énergie cinétique diminue, le fluide a tendance à décoller engendrant ainsi un tourbillon de recirculation

**I.4.4 Couche de cisaillement**

Une couche de cisaillement est la région du l'écoulement ou il existe un gradient de vitesse élevé et cette différence de vitesse au sein du fluide entraine des contraintes de cisaillement importantes (Figure I.9). L'expérience de Newton a montré, pour un fluide newtonien, qu'il existe une relation linéaire entre le taux de cisaillement  $\dot{\gamma}$  (i.e. le gradient de vitesse) et la contrainte de cisaillement, cette relation est donnée par la formule :

$$\tau = \mu \dot{\gamma} = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \tag{I.3}$$

Ou  $\mu$  et la viscosité dynamique à température donnée.



**Figure I. 9:** Profils de vitesse associée à la séparation sur un cylindre dans un écoulement transversal

**I.4.5 Zone de recirculation**

Le champ voisin du sillage est défini comme la zone de recirculation (Figure I.8) qui a une forte influence sur le comportement des forces agissant sur le cylindre et sur la fréquence du lâcher tourbillonnaire. Cette région est sensible aux conditions extérieures amont telles que le nombre de Reynolds, le taux de turbulence, la dimension du cylindre et ses conditions aux limites.

**I.5 Le contrôle de décollement de la couche limite**

Plusieurs techniques sont utilisées pour le contrôle du décollement de la couche limite, qu'en peut classées comme suite :

### I.5.1 Contrôle passif

Les méthodes passives de contrôle d'écoulement, est les techniques qui modifient l'écoulement sans avoir besoin de source d'énergie externes. Les techniques passives incluent :

- Les modifications de géométrie pour modifier le gradient de la pression (par exemples imposée des parois perméables et poreuses, modifier la forme de l'enceinte de l'écoulement...)
- L'utilisation de générateurs mécaniques fixes de vortex pour contrôler la séparation,
- Le positionnement de rainures ou des obstacles sur une surface pour réduire la traînée.

La réduction de traînée par des moyens passifs a présenté des résultats non prometteurs.

### I.5.2 Contrôle actif

Dans la dernière décennie, des techniques de contrôle actif (aspiration, soufflage, jet Synthétique...etc.) Ont été développées, dans lesquelles une énergie ou une puissance auxiliaire est introduite dans l'écoulement dont on peut citer :

- L'utilisation des parois mobiles
- Des méthodes à base d'aspiration ou de soufflage
- Des méthodes acoustiques
- Thermiques
- Électromagnétiques
- Et micro jets à soufflage continu

#### I.5.2.1 Force électromagnétique de de Lorentz (contrôle actif)

Pour un écoulement d'un fluide incompressible à caractère bidimensionnel et newtonien autour d'un cylindre. On applique un champ magnétique d'intensité  $\mathbf{B}$  suivant une direction, Ce champ magnétique engendre une force électromagnétique dite de Lorentz qui vient s'ajouter dans les équations de **Navier-Stokes**.

En fluide parfait cette force est conservative, donc elle n'a pas d'action sur les lignes du courant, par contre En fluide réel elle n'est plus conservative, ce qui va modifier l'écoulement. Par conséquent, il influe les lignes de courant en faisant reculer le point de décollement vers l'aval du point d'arrêt en diminuant les effets visqueux.

Lorsque l'écoulement est non isotherme, L'interaction du champ magnétique et thermique se débouche sur l'effet d'échauffement, en faisant augmenter la vitesse de variation du gradient de la température c'est ce que nous appelons l'effet de Joule Thomson.

## I.6 État de l'art

L'écoulement autour d'un obstacle est un cas simple mais utile. Ce cas classique regroupe toute la complexité recherchée, spécialement dans la région où la turbulence est générée (sillages et couches de cisaillement).

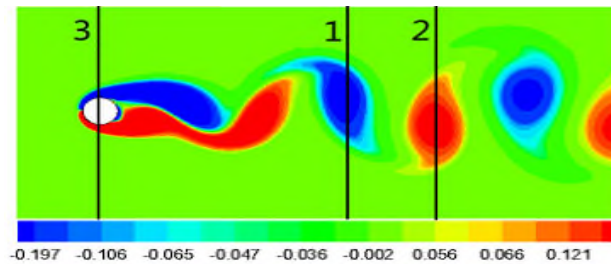
Ces écoulements sont largement utilisés dans plusieurs applications, Pour cette raison, on a présenté dans ce paragraphe une synthèse bibliographique comporte plusieurs travaux effectués sur ce type du problème physique d'une manière classifier. Il est bien apparu que les recherches sont nombreuses et riches, et en plus, ils sont dominants présenté comme suite :

### I.4.1 Écoulement laminaire

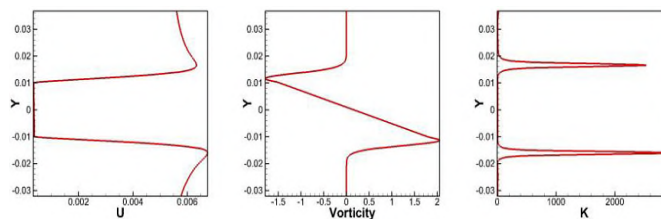
**R.P. Bharti [8]** : Les équations de mouvement décrivant l'écoulement transversal permanent de fluides de loi de puissance en aval d'un cylindre circulaire non confiné ont été résolues numériquement par une méthode de volumes finis semi-implicite. Des résultats numériques soulignant le rôle du Nombre de Reynolds et de l'indice de loi de puissance sur les caractéristiques d'écoulement globales et détaillées sont présentés pour de vastes Gammes de conditions, soit  $5 \leq Re \leq 40$  et  $0,6 \leq n \leq 2$ . Le comportement rhéofluidifiant ( $n < 1$ ) du fluide réduit la taille de la zone de recirculation et accroît également la séparation ; d'autre part, les fluides rhéoépaississants ( $n > 1$ ) montrent un comportement opposé. En outre, alors que la taille du sillage varie de manière non monotone avec l'indice de loi de puissance, elle ne semble pas

**An-Qing Ben, Hua-Shu Dou [9]**, ont fait la Simulation et l'étude de la stabilité de l'écoulement autour d'un cylindre en domaine infini avec la CFD. La stabilité de l'écoulement est étudiée avec la théorie du gradient d'énergie. Le mécanisme de tourbillon de Karman et l'instabilité du champ d'écoulement ont été étudiés, Dans ce travail les flux à  $Re=26$  et  $100$  sont simulés dans le cadre d'un flux laminaire, les résultats obtenues de la simulation numérique sont en accord avec les résultats expérimentaux de Gerrard [11] et Dou [14-15] ; ils ont approuvée que Pour l'écoulement sans les vortex de Karman, c'est le gradient de vitesse nul sur les côtés latéraux du cylindre qui mène à l'instabilité. Et les deux tourbillons à l'arrière

du cylindre n'ont aucun effet sur la stabilité. Autrement pour l'écoulement avec vortex de Karman, la perte de stabilité de l'écoulement peut attribuer deux aspects, la vitesse zéro sur les côtés latéraux du cylindre et le gradient de vitesse zéro à l'intérieur d'un tourbillon, Au finale ils ont confirmées que pour les écoulements induits par le cisaillement, la condition pour la transition turbulente est l'existence d'un gradient de vitesse nul sur le profil de vitesse dans le flux.



**Figure I. 10:**Contours de vorticité a. Re=100 [9]



**Figure I. 11:** Profile aux Section, Distribution de vitesse, vorticité et K [9]

**S. MOSSAZ, P. JAY, A.MAGNIN [10]**, en réalisant une Etude expérimentale et numérique en parallèle, en utilisant Ansys Fluent, pour un écoulement d'un fluide à seuil autour d'un cylindre, ils ont mets en évidence l'influence du seuil d'écoulement sur les champs cinématique et de contrainte dans l'écoulement d'un fluide à seuil autour d'un cylindre. Les effets inertiels et de rhéofluidification sont également considérés. Ils sont intéressés plus particulièrement par les régimes stationnaire rampant et instationnaire et une bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et numériques été remarqué. Il a été montré que pour des faibles nombres de Reynolds Le seuil a un effet stabilisant sur l'écoulement, ainsi que L'influence de l'indice de rhéofluidification dépend du nombre d'Oldroyd. Pour  $Od < 0.5$ , les longueurs caractéristiques décroissent lorsque n diminue. En

autre Le confinement retarde l'apparition du régime laminaire avec recirculation ainsi que l'apparition du régime avec détachement de tourbillons et fait augmenter les longueurs caractéristiques.

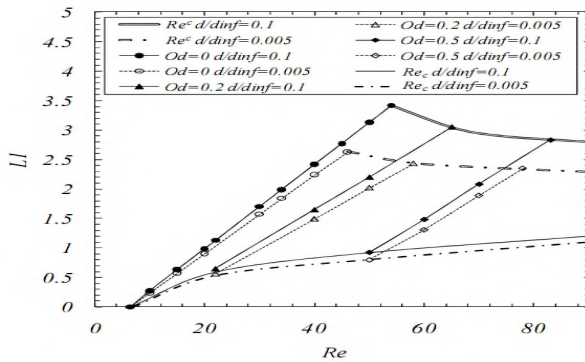


Figure I. 12: Influence du confinement[10]

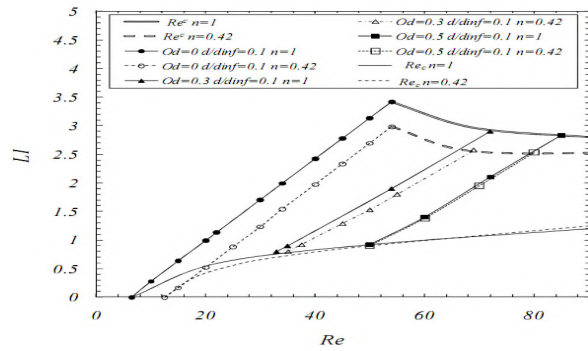


Figure I. 13: Influence du n[10]

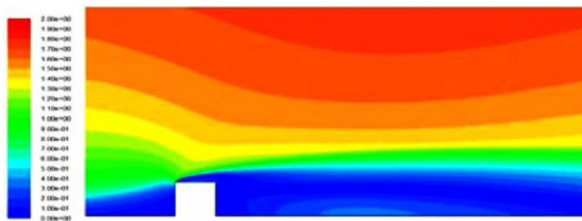
### I.4.2 Écoulement turbulent

J. Carrier, Ph. Parnaudeau, D. Heitz & E. Lamballais [11], ont procédé à une étude numérique et expérimentale de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire pour  $Re = 3900$ . Des mesures PIV (Particle Image Velocimetry) du sillage sont confrontées à des données de Simulation aux Grandes Echelles (SGE). Ce travail a pour objet de proposer de nouveaux résultats statistiques et de montrer les aptitudes d'une approche numérique originale. La disparité avec certains résultats de la littérature telle que Kravchenko et Moin [3], Lourenco et Shih [5], Norberg [10] a été mise en évidence, au finale l'expérience PIV a permis d'obtenir des résultats avec une incertitude de 2% sur les fluctuations instantanées de vitesse et leur résultats expérimentaux et numériques illustrées dans le tableau I.1, sont en très bon accord et confortent ceux de Moin et ses collaborateurs [2, 3].

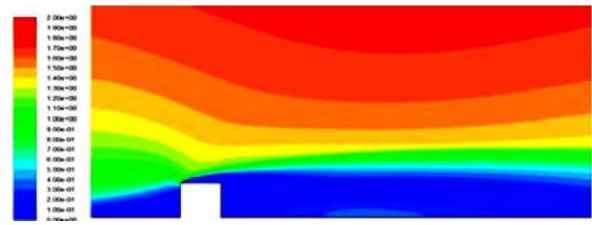
	$Re_D$	$St$	$L/D$	$L_r/D$	$U_{min}/U_c$	$L_u/D$	$\overline{u'u'_{max}}/U_c^2$
PIV	3900	-	20	1,51	-0,30	0,87	0,106
SGE	3900	0,210	-	1,54	-0,32	0,92	0,112
Lour. et Shih [5]	3900	-	21	1,19	-0,25	-	-
Norberg [10]	3000	-	65	1,66	-0,44	0,95	0,109
Norberg [10]	5000	-	65	1,40	-0,45	0,73	0,122
Krav. et Moin [3]	3900	0,210	-	1,37	-0,35	-	-

Tab I. 1: Paramètres du champ moyen [11]

**H. D. Nedjari et M. Saighi [12]** ont menés une étude numérique des effets d'obstacles sur le profil du vent, Cette étude a permis d'évaluer les perturbations aérodynamiques engendrées par la présence d'un obstacle carrée et cylindrique dans un champ de vitesse de vent caractérisé par un profil incident parallèle et logarithmique. Les équations de l'écoulement supposé incompressible ont été résolues via des modèles numériques CFD. Pour un nombre de  $Re = 675$ . La simulation de l'écoulement autour du cylindre donne un champ de vitesse et de pression de manière simultanée, Ceci a permis le suivi de l'apparition et de l'évolution des allées tourbillonnaires de Von karman en aval en déterminant l'instant approximative de début de leur formation en temps réel. Par Allieur ;pour des nombres de Reynolds de  $10^4$  et  $10^5$  évalués en utilisant les modèles  $k - \epsilon$ , les simulation sur l'obstacle carrée ont eu comme résultats que le modèle  $k - \epsilon$  standard surestime la valeur de l'énergie cinétique turbulente  $k_{max}$  au bord frontal supérieur du carrée comme montré aux figure .



**Figure I. 14:** Distribution de k pour  $Re = 105$  avec le modèle  $k-\epsilon$  standard [12]



**Figure I. 15:** Distribution de k pour  $Re = 105$  avec le modèle  $k-\epsilon$  réalisable [12]

### I.4.3. Écoulement magnétohydrodynamique

**M. Douak and Z. Aouachria [13]** : ont effectuées l'étude 2D de l'effet magnétique sur un écoulement d'un fluide incompressible autour d'un cylindre pour but de d'analyser et contrôler le décollement de fluide de ca couche limite magnétohydrodynamique. La simulation de l'écoulement est présentée à l'aide d'un changement de variables souhaitables Görtler [13] and Shlichting [14]. L'étude met bien en évidence l'influence du nombre de Reynolds et le paramètre d'interaction magnétique sur la couche limite et de ses paramètres caractéristiques, ainsi les effets sur le décollement de l'écoulement et les profils thermique et



dynamique. Le code de calcul est valorisé par les données d'expériences rapportées par Weie et al (2003). Les résultats obtenus sont, qualitativement, en accord avec le travail de Weie (1998).

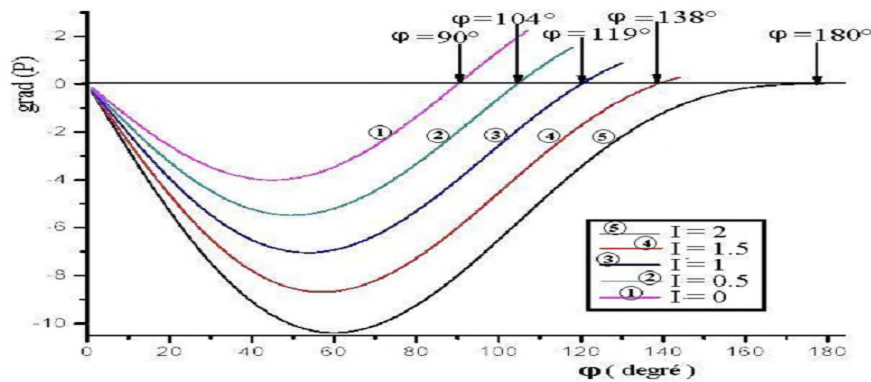
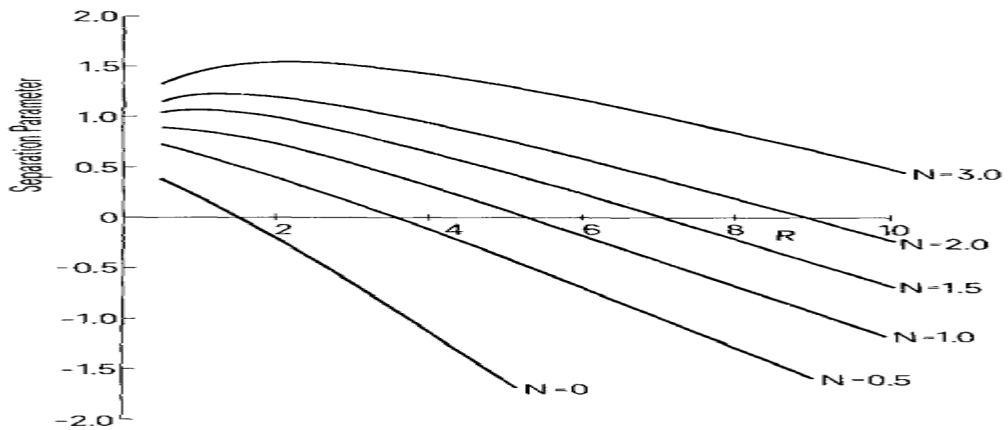


Figure I. 16: Magnetic effect on the pressure gradient[13]

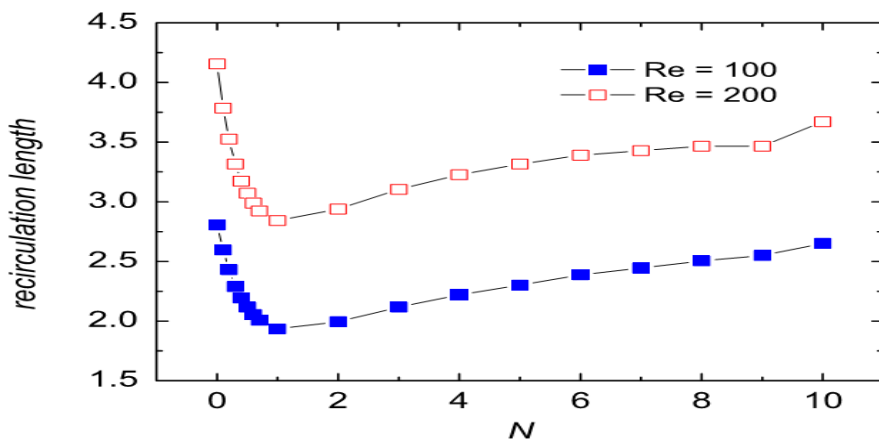
**D.Chatterjee et al [14]** ont fait l'étude de l'écoulement d'un fluide visqueux, incompressible, et électriquement conducteur autour d'un obstacle de section circulaire et carrée dans un milieu non délimité soumis à un champ magnétique d'intensité uniforme dans le sens transversal. Dans une plage de nombres de Reynolds de 10-40. Des limites de confinement fictives sont choisies sur les côtés latéraux du domaine de calcul qui fait le rapport de blocage (le rapport de la taille du cylindre à la largeur du domaine) 5%. La simulation numérique bidimensionnelle s'effectue selon une approche en volume fini. La principale contribution est la détermination de l'indice de Hartmann critique pour la suppression complète de décollement autour de cylindres circulaires et carrés. La longueur de recirculation et l'angle de séparation sont calculés. De plus, les coefficients de traînée et de frottement de la couche sont calculés pour montrer la réponse aérodynamique des obstacles sous champ magnétique imposé conditions.

**J.S.bramely[15]** : à étudier l'écoulement incompressible magnétohydrodynamique stationnaire bidimensionnel qui passe à travers un cylindre sous l'action d'un champ mantique appliquer parallèlement à l'écoulement principal pour des nombre de Reynolds inferieur a dix ,calculé à l'aide de la méthodes des séries limitées. Les équations différentielles sont résolues analytiquement en suivant l'approche d'ossen pour la couche limite. Il a montré que sous l'influence d'un champ magnétique l'écoulement reste attacher au cylindre sur une plus grande longueur.



**Figure I. 17:**le paramètre de séparation en fonction de Reynolds pour déferont paramètre d'interaction [15]

**T.V.S. Sekhar et al [16]:** pour l'écoulement laminaire, incompressible, axisymétrique autour d'une sphère avec un champ magnétique externe parallèle a l'écoulement est étudié pour les nombres de Reynolds  $Re=100$ ,  $Re=200$ , en fonction de paramètre d'interaction magnétique  $N < 10$ , avec la méthode des différences finies. Un comportement non mono-tonique été trouvée pour la longueur de séparation, qui se diminue pour un  $N < 1$ , au de la de cette valeur, la longueur de séparation et l'angle de séparation augmente avec l'augmentation de N.



**Figure I. 18:**la longueur de recirculation en fonction de paramètre d'interaction magnétique

**I-7. Conclusion**

Dans ce chapitre on a essayé premièrement d'éclairer les écoulements autour d'un obstacle à la présence d'un champ magnétique, deuxièmement on a mis l'accent sur une recherche bibliographique qui entoure le phénomène étudié qui nous a montré l'importance de ces écoulements dans de plusieurs domaines d'applications.



**CHAPTER II :**  
**description de problème et**  
**formulation mathématique**

## II.1 Introduction

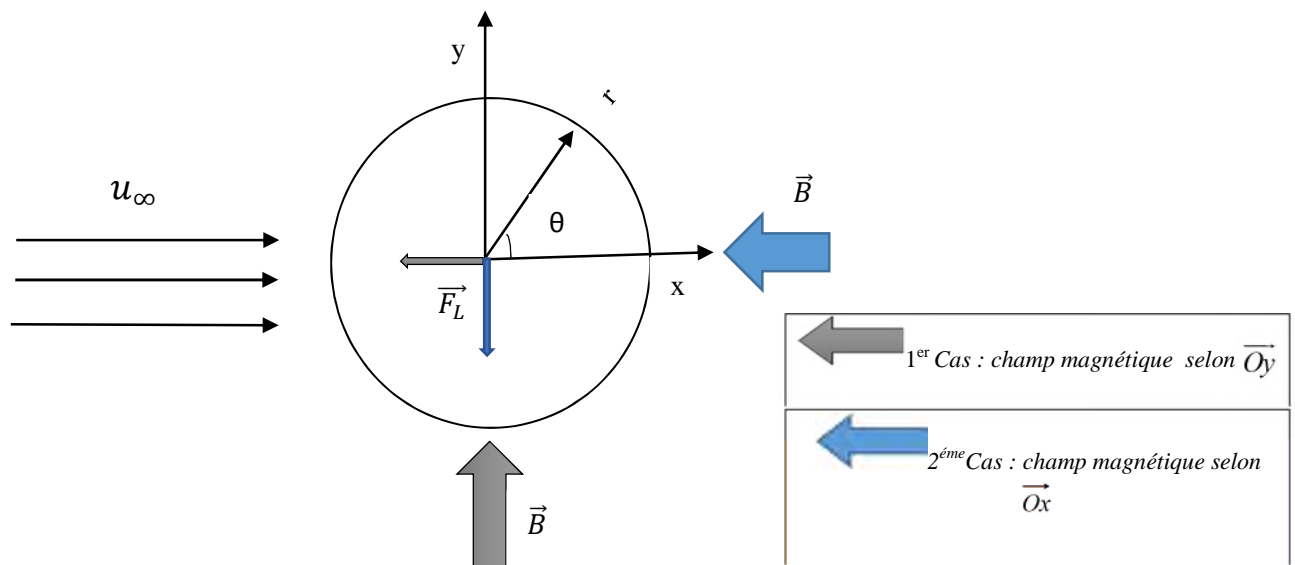
Dans ce présent chapitre, nous allons illustrer le problème physique à étudier avec une géométrie descriptive, ainsi décrire l'ensemble des hypothèses simplificatrices qui vont nous permettre de cerner et réduire les équations générales qui gouvernent l'écoulement : de conservation de masse (continuité), de quantité de mouvement (Navier-Stokes), Mais en présence d'un champ magnétique, qui justifie l'apparition d'une nouvelle force (force de Lorentz) au sein du liquide (écoulement MHD).

En dernier nous proposons un aperçu sur les méthodes de résolution numérique utiles pour discrétisée notre système d'équation.

## II .2 Définition de problème :

On concéder un écoulement externe bidimensionnel, incompressible, isothermes en régime laminaire, de vitesse  $\vec{V} = (u_\infty, 0)$  autour d'un obstacle cylindrique horizontal perpendiculaire au plan sous influence d'un champ magnétique appliquée pour un premier temps transversalement suivant  $\vec{Oy}$  et en second longitudinalement suivant  $\vec{Ox}$  (Fig. II.1)

En effet nous allons étudier le décollement de la couche limite hydrodynamique près des parois de cylindre, en suite chercher la stabilité du régime d'écoulement en appliquant comme actionneurs : la force électromagnétique.



**Figure II.1:**géométrie de problème

### II.3 Equations gouvernantes

Le comportement dynamique du fluide est régi par les équations de Navier-Stokes qui sont issues des lois de conservation de masse et de la quantité de mouvement. Elles s'écrivent comme suit:

- **Equation de continuité**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (\text{II.1})$$

- **Équation de la quantité de mouvement**

$$\frac{D(\rho \vec{V})}{Dt} = -\vec{\nabla} p + \mu \vec{\nabla}^2 \vec{V} + \vec{F} \quad (\text{II.2})$$

Ou :

- $\vec{V} = (u, v)$  est le champ de vitesse de l'écoulement.
- $\rho$  est la masse volumique du fluide.
- $\frac{D(.)}{Dt} = \frac{\partial(.)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{V}$  est la dérivée particulaire
- $p$  est la pression
- $\mu$  est la viscosité dynamique

$\vec{F}$  Représente les forces extérieures de gravité  $\vec{F}_g$  plus la force électromagnétique de Lorentz

$\vec{F}_l$  due à la présence du champ magnétique,  $\vec{F}$  s'exprime après avoir négligé les forces de gravité de la façon suivante :

$$\vec{F}_l = \vec{J} \wedge \vec{B}$$

(II.3)  $\vec{J}$  représente la densité du courant due au mouvement du fluide électriquement conducteur en présence du champ magnétique,  $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1$  représente le champ magnétique total et  $\vec{B}_1$  est le champ magnétique induit sous l'effet de champ électrique.

Or, d'après la loi d'ohm on a :

$$\vec{J} = \delta \left( \vec{E} + \vec{w} \wedge \vec{B} \right) \quad (\text{II.4})$$

De ce fait

$$\vec{F}_l = \delta \cdot \left( \vec{E} + \vec{w} \wedge \vec{B} \right) \wedge \vec{B} \quad (\text{II.5})$$

Où  $\vec{E}$  est le champ électrique et  $\delta$  représente la conductivité électrique de fluide conducteur.

Le champ électrique  $\vec{E}$  peut s'écrire en fonction de potentiel électrique  $\phi$  comme suit :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi$$

(II.6)

De plus, d'après D.Chatterjee [32] « dans un domaine infini avec un champ magnétique appliqué, il est possible de supposer que la densité de courant disparaît à l'infini. Dans ce cas-ci, le potentiel électrique  $\phi$  et, par conséquent, le champ électrique, est égal à zéro »

Alors la relation (II.5) s'écrit :

$$\vec{F}_l = \delta \cdot \left( \vec{w} \wedge \vec{B} \right) \wedge \vec{B} \quad (\text{II.7})$$

Les équations qui gouvernent notre écoulement, peuvent être écrites en coordonnées cartésiennes, en présence d'un champ magnétique comme suit :

- **Équation de continuité**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.8})$$

- **Équation de quantité de mouvement**

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{\rho} F_{lx} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{\rho} F_{ly} \end{cases} \quad (\text{II.9})$$

En appliquant un champ magnétique transversal les composantes de la force de Lorentz s'écrivent :

$$F_l = \begin{pmatrix} F_{lx} = -\delta B^2 u \\ F_{ly} = 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II.10})$$

Et dans le cas d'un champ magnétique longitudinal ces dernières s'écrivent :

$$F_l = \begin{pmatrix} F_{lx} = 0 \\ F_{ly} = -\delta B^2 v \end{pmatrix} \quad (\text{II.11})$$

## II .4 Hypothèses simplificatrices

Afin de rendre le modèle de calcul plus simple et précis, il faut introduire certaines hypothèses simplificatrices, qui se sont réparties comme suit :

- l'écoulement est laminaire.
- l'écoulement est incompressible et bidimensionnel.
- le fluide est newtonien et ses propriétés physique supposées constantes.
- le champ électrique  $\vec{E}$  est négligée.
- les forces de gravités sont négligeables.
- l'écoulement est isotherme et les parois de cylindre sont adiabatiques.

### II.4.1 Equations simplifiés

En tenant compte des hypothèses de simplification susmentionnées, les équations Générales régissant l'écoulement (Fig. II.1) dans le plan x, y, en considérant les forces de Lorentz sont données comme suite :

- **Équation de continuité**

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.12})$$



- **Équation de mouvement**

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{\rho} F_{lx} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{\rho} F_{ly} \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

#### II.4.2 Condition aux limites

Les conditions aux limites appropriées pour un écoulement autour d'un cylindre dans un milieu infini sont :

- sur la paroi  $u = v = 0$  (II.14)

- loin de la paroi  $u = u_\infty$  et  $v = 0$  (II.15)

#### II.4.3 formes adimensionnelles des équations

Les équations gouvernantes peuvent être transformées à la forme sans dimensions en employant la normalisation appropriée. En introduisant les variables adimensionnelles conformes pour la longueur, la vitesse, la pression et le temps :

$$X = \frac{x}{d}, U = \frac{u}{u_\infty}, Y = \frac{y}{d}, V = \frac{v}{u_\infty}, P = \frac{p}{\rho u_\infty^2}, T = \frac{t u_\infty}{d}$$

##### II.4.3.1 Les équations simplifiées adimensionnelles

**Premier cas :** en appliquant un champ magnétique transversal

- **Équation de continuité**

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (\text{II.16})$$

- **Equation de mouvement**

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial T} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} - H a^2 U \right) \\ \frac{\partial V}{\partial T} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \left( \frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) \end{cases}$$

(II.17)

**Deuxième cas :** en appliquant un champ magnétique longitudinal

- **Équation de continuité**

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (\text{II.18})$$

- **Équation de quantité de mouvement**

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial U}{\partial T} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \\ \frac{\partial V}{\partial T} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \left( \frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} - Ha^2 V \right) \end{array} \right. \quad (\text{II.19})$$

Avec :

Re le nombre de Reynolds global  $\text{Re} = u_{\infty} d / \nu$

Ha le nombre de Hartmann  $Ha = Bd \sqrt{\delta / \mu}$

$\mu$  est à viscosité cinématique

#### II.4.3.2 Condition aux limites adimensionnelles

- Près de la paroi

$$U = V = 0$$

(II.20)

- Loin de la paroi

$$U = 1 \quad \text{et} \quad V = 0$$

(II.21)

### II.5. Méthodes numériques

Dans ce mémoire, la résolution du problème est effectuée par un logiciel qui est basé sur la méthode des volumes finis, en utilisant le schéma « Upwind » pour la discrétisation de l'équation de quantité de mouvement.

#### II.5.1 Présentation du logiciel de calcul

Le solveur choisis est un code de calcul pour modéliser les écoulements des fluides et les transferts thermiques dans des géométries complexes, il est écrit en langage de programmation C, Ce code de calcul emploie la méthode des volumes finis comme procédé

de discrétisation, Il peut résoudre des problèmes d'écoulement avec des mailles non structurées, qui peuvent être produites pour des géométries complexes, avec une facilité relative. Les types de mailles supportées sont des mailles, en 2D, triangulaires ou Quadrilatérales, ou en 3D tétraédriques/hexaédriques/pyramidales, et les mailles (hybrides) mélangées.

### II.5.2 Méthode des volumes finis

Afin de résoudre numériquement les équations différentielles aux dérivées partielles, établies précédemment, nous allons accomplir à leur discrétisation pour obtenir un système d'équations algébriques, dont la résolution permet de déterminer les champs de toutes les variables du problème considéré. La méthode des volumes finis a été utilisée pour accomplir cette discrétisation, le principe de cette méthode repose sur une technique de discrétisation, qui convertit les équations différentielles aux dérivées partielles dans un volume de control qui englobe un nœud (Figure II.2) en équations algébriques non linéaires, qui peuvent par la suite être résolues numériquement. Elle se distingue par la fiabilité de ses résultats, son adaptation au problème physique, sa possibilité de traiter des géométries complexes, sa garantie pour la conservation de masse et de quantité de mouvement et de tout scalaire transportable sur chaque volume de contrôle, dans tout le domaine de calcul, ce qui n'est pas le cas pour les autres méthodes numériques.

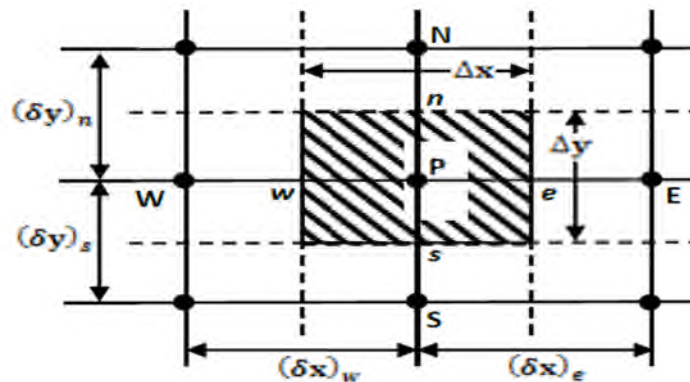
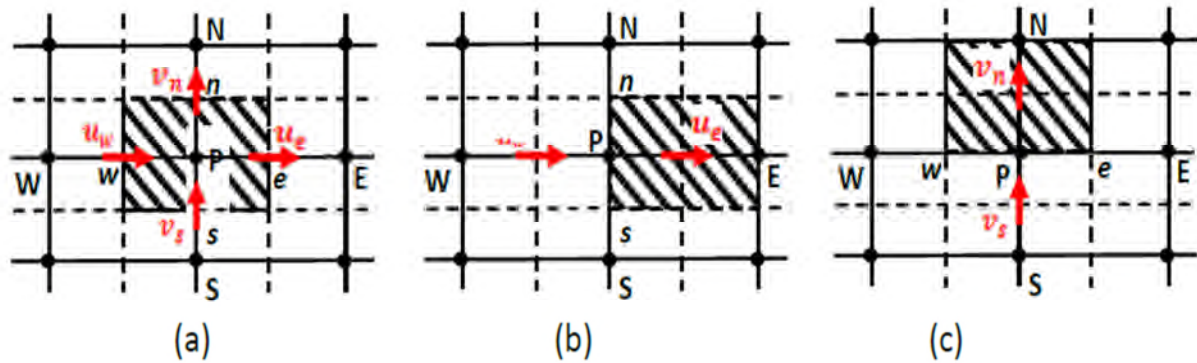


Figure II.2: Volume de contrôle bidimensionnel

### II.5.3 Maillage

C'est la subdivision du domaine d'étude en grilles longitudinale et transversale, dont l'intersection représente un nœud, où on trouve le point central P, qui se trouvent au milieu des segments, reliant deux nœuds adjacents. la discrétisation du domaine est obtenue par un maillage, constitué d'un réseau de points (nœuds). Les grandeurs scalaires : pression, température, énergie cinétique et taux de dissipation sont stockées dans le nœud P du maillage, représenté par la Figure (II.3), tandis que les grandeurs vectorielles  $u$  et  $v$  sont

stockés au milieu des segments reliant les nœuds. L'équation générale de transport est intégrée sur le volume de contrôle, associé aux variables scalaires et les équations de quantité de mouvement sont intégrées sur le volume de contrôle, associé aux composantes de vitesse.



**Figure II. 3:**Schéma du volume de contrôle (a), maillage décalé pour  $U_e$  (b), maillage décalé pour  $V_n$

**II.5.4 Discrétisation**

Nous allons l'appliquer pour le cas d'une équation de conservation sous sa forme générale suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u\phi) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v\phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + S_\phi$$

(II.22)

Dans le cas des équations d'un écoulement magnétohydrodynamique, les tableaux suivants résument les valeurs que prend la variable  $\phi$ ,  $\Gamma_\phi$ ,  $S_\phi$  dans les différentes équations :

**Cas sans champ magnétique :**

Grandeurs	$\phi$	$\Gamma_\phi$	$S_\phi$
Continuité	1	0	0
Quantité de mouvement selon X	U	$\mu$	$-\frac{\partial P}{\partial x}$

Quantité de mouvement selon Y	V	$\mu$	$-\frac{\partial P}{\partial y}$
-------------------------------	---	-------	----------------------------------

**Tab II. 1:** les termes de l'équation de transport sans champ magnétique

**Cas avec un champ magnétique :**

**a-Transversal**

Grandeurs	$\phi$	$\Gamma_\phi$	$S_\phi = S_P\phi_P + S_C$	
			$S_P$	$S_C$
Continuité	1	0	0	0
Quantité de mouvement selon X	U	$\frac{1}{Re}$	$\frac{-Ha^2}{Re}$	$-\frac{\partial P}{\partial x}$
Quantité de mouvement selon Y	V	$\frac{1}{Re}$	0	$-\frac{\partial P}{\partial y}$

**Tab II. 2:** les termes de l'équation de transport avec champ magnétique transversal

**b-Longitudinal**

Grandeurs	$\phi$	$\Gamma_\phi$	$S_\phi = S_P\phi_P + S_C$	
			$S_P$	$S_C$
Continuité	1	0	0	0
Quantité de mouvement selon X	U	$\frac{1}{Re}$	0	$-\frac{\partial P}{\partial x}$
Quantité de mouvement selon Y	V	$\frac{1}{Re}$	$-\frac{Ha^2}{Re}$	$-\frac{\partial P}{\partial y}$

**Tab II.3:** les termes de l'équation de transport avec champ magnétique longitudinal

La discrétisation des équations par la méthode des volumes finis effectuée comme suit :

$$\int \frac{\partial}{\partial t} (\rho\phi) dv + \int \left[ \frac{\partial}{\partial x} (\rho u\phi) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v\phi) \right] dv = \int \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \right] dv + \int S_\phi dv \quad (\text{II.23})$$

Tel que le volume :  $\Delta V = l \Delta x_p \Delta y_p$

$$\begin{aligned} & \int_s^n \int_w^e \left[ \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dt \right] dx dy = \\ & \int_t^{t+\Delta t} \left[ \int_p^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dx dy \right] dt + \int_t^{t+\Delta t} \left[ \int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) dy dx \right] dt - \\ & \int_t^{t+\Delta t} \left[ \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} (\rho u\phi) dx dy \right] dt + \int_t^{t+\Delta t} \left[ \int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial x} (\rho v\phi) dy dx \right] dt + \\ & \int_t^{t+\Delta t} \left[ \int_s^n \int_w^e S_\phi dy dx \right] dt \\ & (\rho_p^1 \phi_p^1 - \rho_p^0 \phi_p^0) \Delta V = \int_t^{t+\Delta t} \left[ \left( \Gamma_\phi A \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \left( \Gamma_\phi A \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right] dt + \int_t^{t+\Delta t} \left[ \left( \Gamma_\phi A \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n - \right. \\ & \left. \left( \Gamma_\phi A \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s \right] dt - \int_t^{t+\Delta t} [(\rho u A \phi)_e - (\rho u A \phi)_w] dt + \int_t^{t+\Delta t} [(\rho v A \phi)_n - \\ & (\rho v A \phi)_s] dt + \int_t^{t+\Delta t} [\bar{S}_\phi \Delta V] dt \end{aligned} \quad (\text{II.24})$$

Les exposants 0 et 1 indiquent les temps  $t$  et  $t+dt$  dans le premier membre de l'équation (III.3). Les termes du second membre de l'équation précédente sont donnés aux faces du volume de contrôle. Pour former le système d'équations linéaires liant entre elle les valeurs de  $\phi$  aux nœuds P, E, W, S, N, il faut faire le choix d'un schéma d'approximation de la quantité  $\phi$  entres ces nœuds.

## II .6. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons mis en place les équations régissant notre problème, puis les conditions aux limites associées, ainsi que la méthode numérique utiliser pour la modélisation des équations aux dérivées partielles vue la complexité de ces équations nous allons utiliser un code de calcul.



**CHAPTER III :**  
**Résultats et Discussions**

### III.1 Introduction

Nous nous intéressons dans ce chapitre aux présentations et discussion des résultats obtenus en simulant numériquement l'écoulement hydrodynamique isotherme autour d'un obstacle cylindrique dans un domaine non confiné, sans et avec la présence d'un champ magnétique. Les résultats figurant dans ce qui suit, sont tous obtenus pour un fluide réel incompressible de conductivité électrique  $\delta$  avec des propriétés physiques invariant et pour des nombre de Reynolds  $Re \leq 40$ .

Ce chapitre se divise en deux parties: La première partie concerne la situation de l'écoulement en absence du champ Magnétique, et la deuxième partie présente le comportement de l'écoulement avec l'application d'un champ magnétique transversal en premier temps et longitudinale en second fois.

Toutefois, dans les deux parties l'ultime objectif est la détermination des nombres de Reynolds Critiques  $Re_{cr}$ , et cela pour la même configuration décrite au chapitre II. En essayant de mettre en évidence l'effet d'un champ magnétique sur la stabilité hydrodynamique et en régime stationnaire pour ce type d'écoulement.

Au commencement, on examinera l'effet du maillage sur la solution numérique, et déduire la qualité de l'approximation, puis on validera le code utilisé dans les calculs en comparant les résultats avec d'autres données numériques trouvées dans la littérature, suivi d'une étude magnétohydrodynamique.

### III.2 La géométrie avec condition initial et aux limites

En concéder, un cylindre de diamètre  $d=1m$ , à l'intérieure d'un carrée de dimension  $Lu=Ld=H$  (Figure.III.1) qui représente notre domaine infinie ,qui seront choisis après avoir étudié l'influence de la distance des parois sur notre écoulement en générale ,en utilisant un maillage grossier mais correcte ,après avoir varier la distance en a pris la valeur de 30m qui est largement suffisante pour réprimer les effets des parois inferieure et supérieur ainsi l'entrée et la sortie pour que l'écoulement se développe correctement .



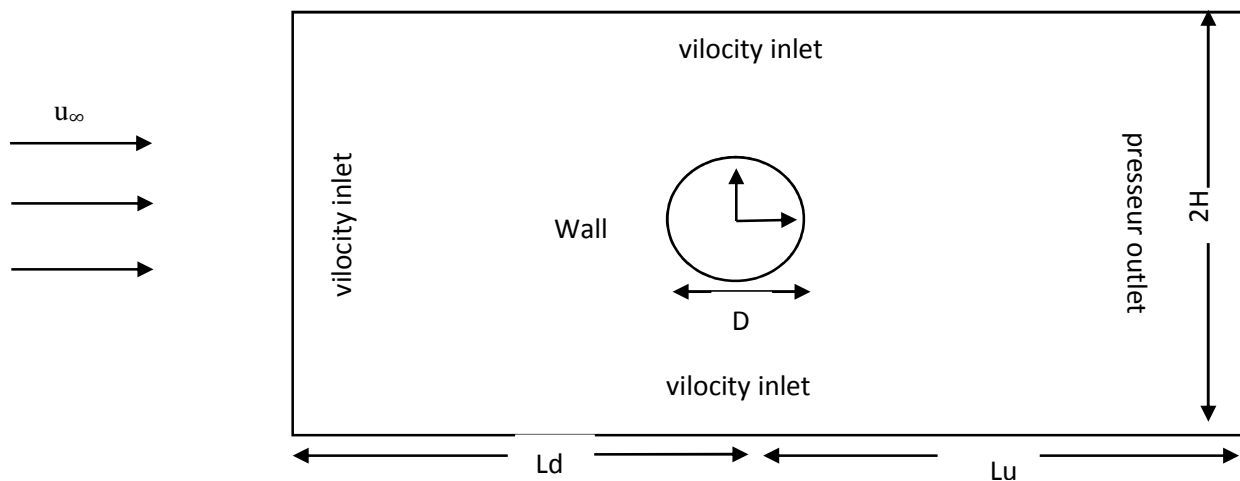


Figure III.1:conception de la géométrie

### III.3 Effet du maillage sur les résultats numériques

Pour résoudre notre problème numérique, nous avons étudié l'influence de maillage sur nos paramètres à étudier, en cherchant la stabilité de ces derniers, on a conçu quatre maillages M1, M2, M3, M4 (Tab III.1) de différent nombre de maille de type quadrilatère, en utilisant un logiciel spéciale, les résultats obtenues sont illustrées dans les tableaux qui suit :

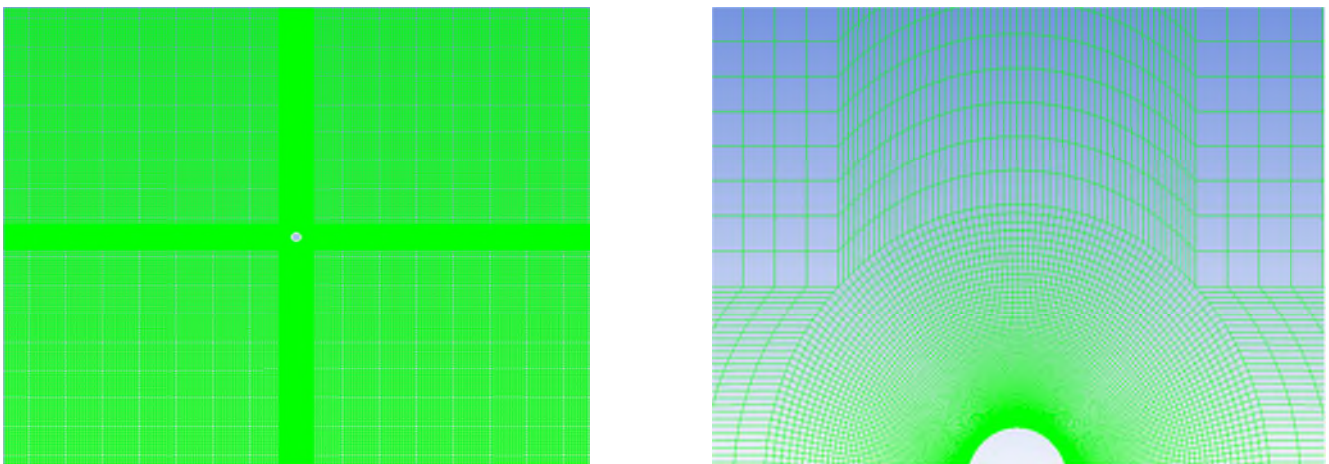
Maillage		Re=5	Re=10	Re=15	Re=20	Re=25	Re=30	Re=35	Re=40
<b>M1</b> <b>108400</b> <b>maille</b>	$C_d$	4.0947	2.8405	2.2341	2.0476	1.8557	1.7176	1.6121	1.5265
	$C_p(o)$	1.9515	1.5468	1.3936	1.3121	1.2596	1.2238	1.1962	1.1772
	$-C_p(\pi)$	1.2644	1.0850	1.0211	0.9861	0.9608	0.9409	0.9236	0.9077
	$\theta_s$ (deg)	5.1264	28.3570	38.7394	43.8479	47.1563	49.0044	51.6838	53.4160
	$L_r$ (m)		0.24	0.57	0.88	1.24	1.58	1.88	2.24
<b>M2</b> <b>78000</b> <b>maille</b>	$C_d$	4.0995	2.8428	2.2358	2.0480	1.8566	1.7185	1.6123	1.5272
	$C_p(o)$	1.9540	1.5483	1.3948	1.3125	1.2604	1.2245	1.1981	1.1770
	$-C_p(\pi)$	1.2631	1.0843	1.0210	0.9857	0.9609	0.9412	0.9238	0.9080
	$\theta_s$ (deg)	5.1255	28.9211	38.4366	43.5366	47.5401	49.4512	52.4135	53.8324
	$L_r$ (m)		0.24	0.57	0.88	1.24	1.58	1.88	2.23
<b>M3</b> <b>33600</b> <b>maille</b>	$C_d$	4.0970	2.8396	2.2341	2.0463	1.8557	1.7179	1.6121	1.5274
	$C_p(o)$	1.9511	1.5457	1.3939	1.3102	1.2584	1.2226	1.1962	1.1760
	$-C_p(\pi)$	1.2593	1.0812	1.0211	0.9830	0.9588	0.9396	0.9222	0.9066
	$\theta_s$ (deg)	5.1192	29.5413	38.7394	43.7801	47.7025	49.4523	52.7901	53.7009
	$L_r$ (m)		0.24	0.57	0.90	1.23	1.54	1.86	2.18
<b>M4</b> <b>17600</b> <b>maille</b>	$C_d$	4.0969	2.8413	2.3354	2.0491	1.8593	1.7222	1.6117	1.5328
	$C_p(o)$	1.9524	1.5313	1.3950	1.3130	1.2612	1.2254	1.1990	1.1787
	$-C_p(\pi)$	1.2616	1.0828	1.0189	0.9852	0.9620	0.9428	0.9271	0.9131
	$\theta_s$ (deg)	5.1342	29.0473	39.4667	43.7080	47.4681	49.6090	52.5582	53.4123
	$L_r$ (m)		0.23	0.55	0.86	1.20	1.49	1.78	2.04

**Tab III.1:** les caractéristiques physique pour différents maillages

D'après les résultats, nous allons comparer les valeurs des coefficients de trainé et de pression de même pour l'angle de décollement et la distance de recirculation, on a remarqué :

- Pour les deux maillages M4 et M3, nous avons remarqués une différence de 2% pour le  $C_d$ ,  $\theta_s$  et le  $C_p$ , par contre pour la distance  $L_r$  pour des  $Re > 20$  y a un décalage qui arrive jusqu'à 6.5%.
- Pour les deux maillages M3 et M2, la différence entre les valeurs de  $C_d$ ,  $\theta_s$  et le  $C_p$  est resté la même que la précédente (2%), mais il y a une décroissance important de 4.5% pour la différence de  $L_r$
- Pour les deux maillages M2 et M1, nous avons constaté qu'une stabilité des résultats apparaisse clairement, puisque on a retrouvé des différences entre les valeurs de  $C_d$ ,  $\theta_s$  et le  $C_p$  inférieure à 1%, réciproquement inférieure à 0.5% pour  $L_r$ .

Donc en vue de cette stabilité on choisit le maillage M2 (Figure III.2) qui se constitue de 78000 mailles et de 178600 nœuds, en développant un raffinement important près de cylindre en cause de notre étude qui s'intéresse particulièrement à cette zone.



**Figure III. 2:**Maillage

### III.4 Validation du code

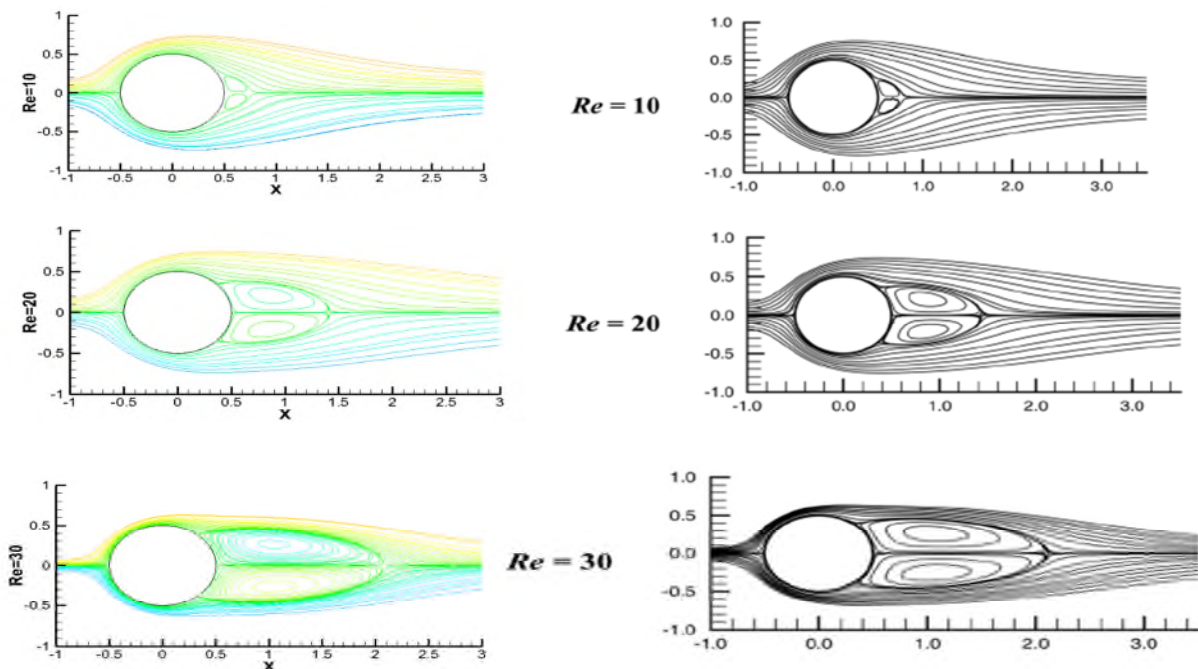
Dans le but d'attribuer plus de confiance aux résultats de nos simulations numériques, nous allons établir quelques comparaisons quantitatives et qualitatives avec d'autres investigations numériques présentées dans la littérature. la comparaison est faite pour le coefficient de trainé et de pression, l'angle de séparation ainsi la longueur de recirculation

et les lignes de courant (Tab III.2), deux référence sont prise dans notre travail : Bharti [33], D.Chatterjee et al [32]

		Re=5	Re=10	Re=15	Re=20	Re=25	Re=30	Re=35	Re=40
$C_d$	Présent travail	4.0995	2.8428	2.3358	2.0480	1.8567	1.7185	1.6123	1.5272
	Chatterjee		2.7857	2.3095	2.0238	1.8452	1.7143	1.5833	1.4821
$\theta_s$	Présent travail		28.9	38.83	43.53	47.54	49.45	52.41	53.84
	Chatterjee		29.47	38.43	43.75	46.53	49.19	51.01	53.31
	Bharti		29.53	38.73	43.69	47.11	49.74	51.88	53.71
$L_r$	Présent travail		0.24	0.57	0.88	1.24	1.58	1.87	2.23
	Bharti		0.24	0.58	0.91	1.24	1.57	1.9	2.22
$C_p$	Présent travail	1.9540	1.5483	1.3948	1.3125	1.2604	1.2245	1.1981	1.177
	Bharti	1.906	1.526	1.376	1.30	—	1.21	—	1.162

Tab III.2 : les caractères physique pour différent nombre de Reynolds

Les déférences entre nos résultats obtenus et les références prises (Tab.2) par rapport aux paramètres étudiés ( $C_d$ ,  $\theta_s$ ,  $L_r$ ,  $C_p$ ), atteint une valeur maximale de 2.5% pour l'ensemble des résultats et en générale sont en concordances, ce qui est largement satisfaisant et suffisant pour valider le code de calcule que nous avons attribué, on peut expliquer cette déférences par le maillage qui est utiliser aussi que par le code de calcul adapté.



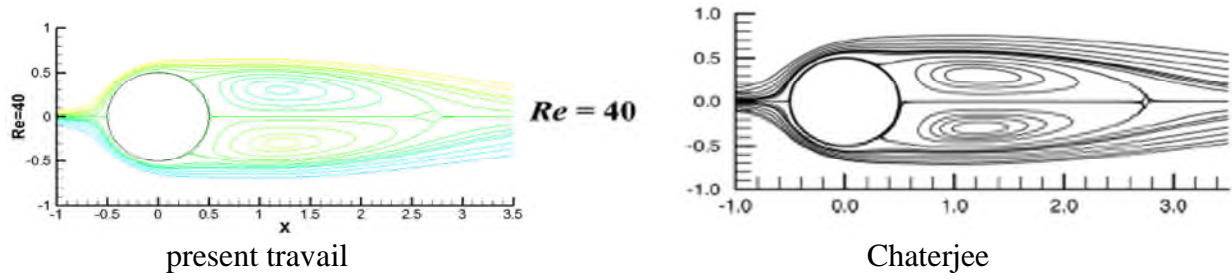


Figure III. 3:Conteurs des lignes de courants

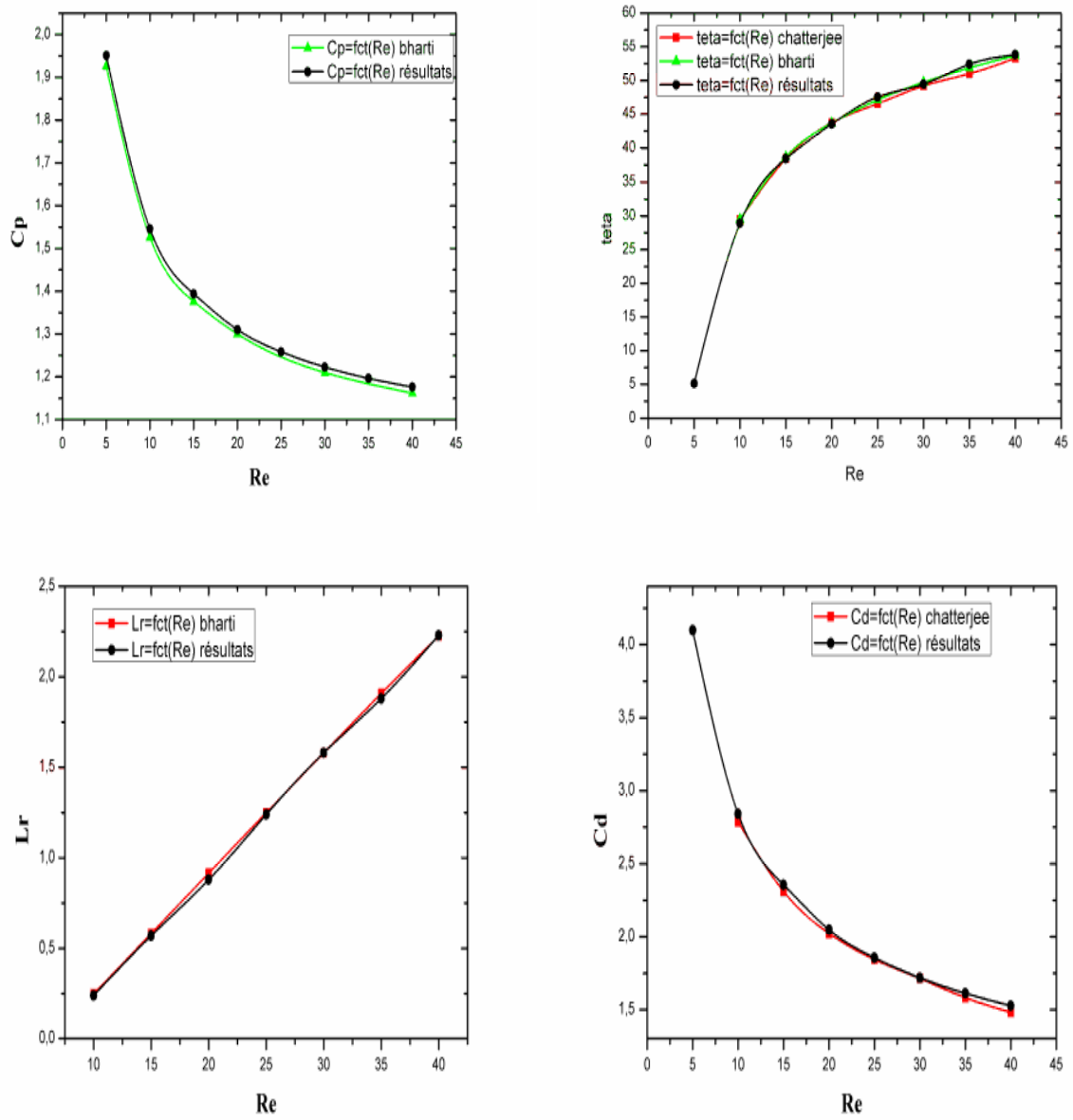


Figure III. 4:L'évolution de  $C_p$ ,  $C_d$ ,  $\theta_s$  et  $L_r$  avec l'augmentation  $Re$

### III.5 Détermination de $Re_{cr}$

Dans cette partie nous allons déterminer le nombre de  $Re_{cr}$  pour un écoulement hydrodynamique, qui définit la limite de régime rampant en perdant la symétrie transversale, mais la couche limite laminaire reste toujours collée sur la paroi de cylindre.

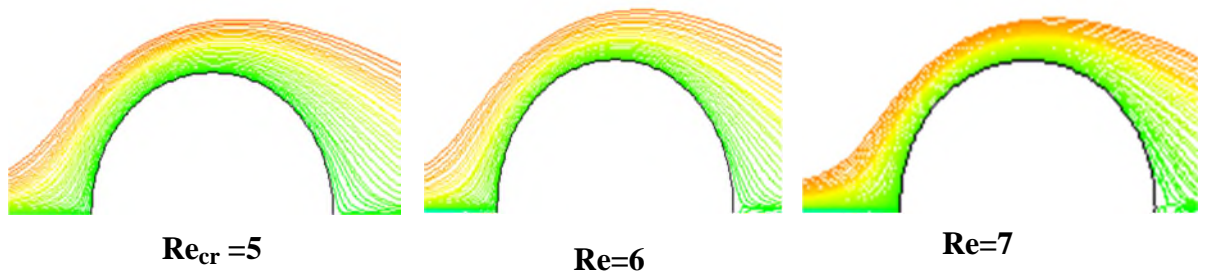


Figure III. 5: Lignes de courants

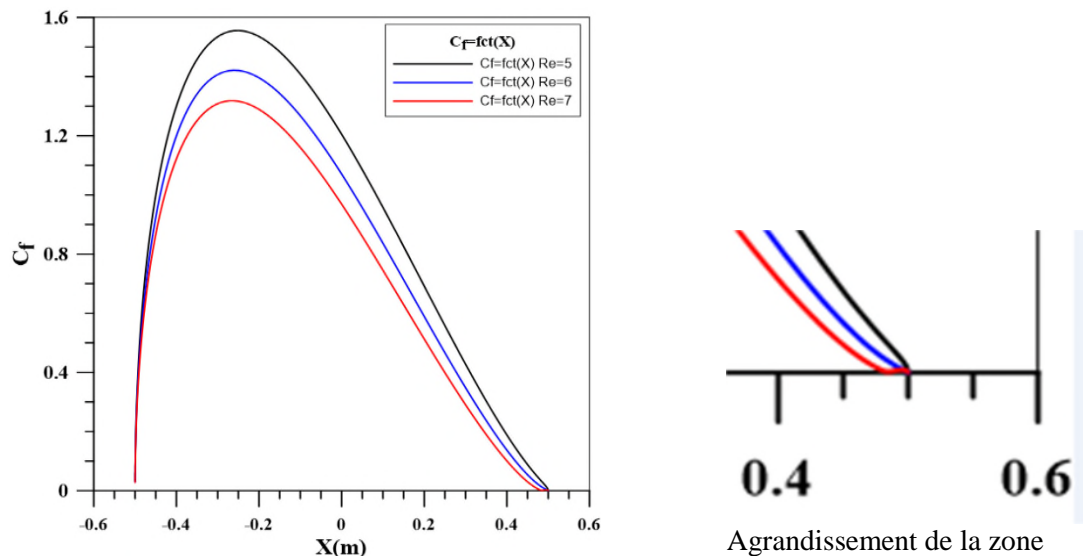


Figure III.6: Coefficient de frottement en fonction de X

De coup nous avons déterminé notre  $Re_{cr}=5$ , après comparaison des contours des lignes de courant et déterminer l'angle de séparation à l'aide de la courbe de  $C_f$  en fonction de la distance X, avec l'augmentation de Reynolds on observe que le décollement se déclenche, une distance de recirculation faible au début se croit en

augmentent le nombre de Reynolds, dont l'explication que les termes d'inertie sont plus important que les termes visqueux.

### III.6 L'influence de champ magnétique

Dans cette partie nous allons étudier l'influence de sens d'application du champ magnétique  $\vec{B}$  et faire une comparaison, pour cela on commence par un nombre de Hartmann qui est égal à 1 on va déterminer le nombre de  $Re_{cr}$ , après on incrémente le nombre de Hartmann avec un pas de 1. En second pour des nombre de Hartmann fixé nous allons comprendre l'influence de nombre de Reynolds sur l'écoulement.

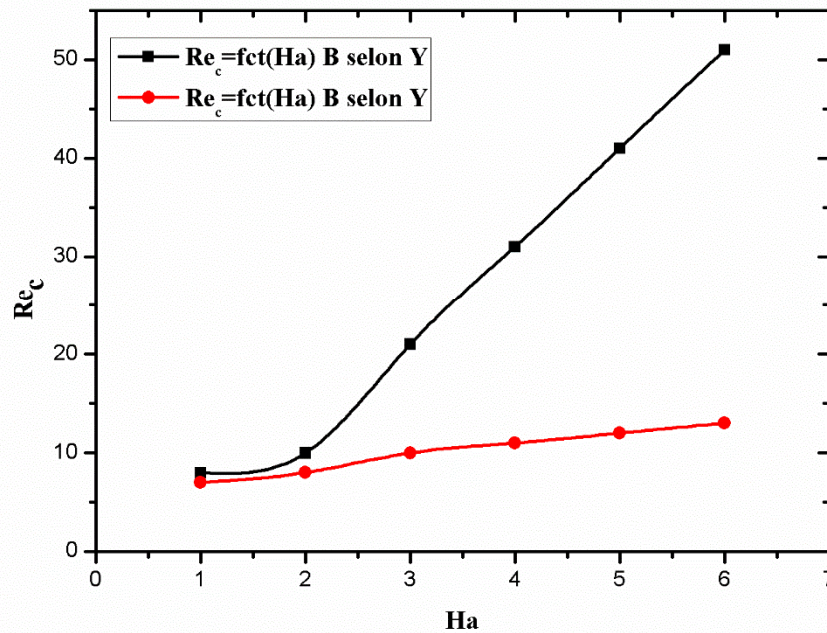
En présence d'un champ magnétique l'écoulement près parois (couche limite) devient transitoire ou turbulente et ça a un certain nombre de Reynolds critique, pour cela nous avons pris une fréquence de  $0.183s^{-1}$  qui est définie par Williamson [31 et al], en suite on introduit le pas de temps  $\Delta t=0.2s$  dans notre code de calcul.

#### III.6.1 L'influence de la direction de champ magnétique sur le Reynolds critique

Un champ magnétique  $\vec{B}$  sera appliqué suivant la direction  $\vec{Oy}$ , ensuite suivant la direction  $\vec{Ox}$ , le nombre de Reynolds critique va être déterminé pour chaque nombre de Hartmann pour les deux cas. Les résultats obtenus sont illustré dans le tableau Tab.III.3 et la Figure III .7 .

La direction de $\vec{B}$	Ha=1	Ha=2	Ha=3	Ha=4	Ha=5	Ha=6
$\vec{Oy}$	$Re_{cr}=8$	$Re_{cr}=10$	$Re_{cr}=21$	$Re_{cr}=31$	$Re_{cr}=41$	$Re_{cr}=51$
$\vec{Ox}$	$Re_{cr}=7$	$Re_{cr}=8$	$Re_{cr}=10$	$Re_{cr}=11$	$Re_{cr}=12$	$Re_{cr}=13$

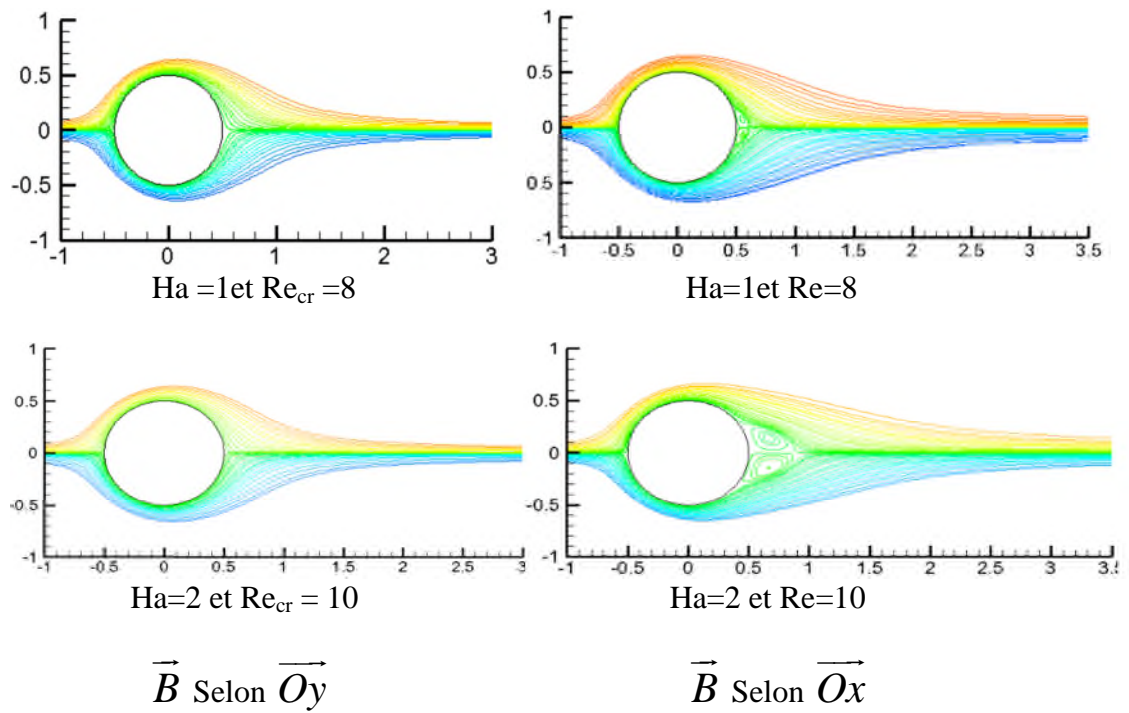
**Tab.III.3** : Nombre de Reynolds critique en fonction de Hartmann



**Figure III.7:** Nombre de Reynolds critique en fonction de nombre de Hartmann

On observe d'après les résultats soutirés, qu'il y a une large différence dans les deux cas étudiés, à part le premier Reynolds critique à un nombre de Hartmann qui égale à 1 qu'on peut dire qu'ils sont proches, les autres valeurs de Reynolds critique pour le même nombre de Hartmann démarquent totalement, par exemple pour le dernier nombre de Hartmann il y a une différence de Reynolds critique qui atteint une quarantaine d'unités, donc on conclut que l'application du champ magnétique transversal est mieux adaptée pour repousser la limite de nombre de Reynolds critique, physiquement, quand le champ magnétique est transversal la force de Lorentz qui est en contre sens de l'écoulement contribue au ralentissement de la vitesse de l'écoulement par conséquent à la décroissance de taux de cisaillement, dans ce cas les termes visqueux sont dominants, par contre pour le deuxième cas le sens de la force de Lorentz appliquée influe sur l'écoulement d'une façon limitée.

## III.6.2 Comparaison des lignes de courant au nombre de Reynolds critique



**Figure III.8:** Lignes de courant à différent nombre de Reynold



On observe clairement que pour un nombre de Reynolds ainsi un nombre d'Hartmann similaires, pour un champ appliqué transversalement et longitudinalement, une déviation considérable dans l'aspect des lignes de courant, tandis que pour un  $\vec{B}$  appliqué selon  $\vec{Oy}$  les lignes de courant reste collé aux parois de cylindre, en revanche, les lignes se décolle de la paroi et deux tourbillon symétrique à l'axe  $\vec{Ox}$  se forment dans la zone de recirculation, ce qui confirme notre explication physique précédente.

### III.6.3 Influence de la force de Lorentz longitudinal sur l'écoulement pour un nombre de Reynolds donnée

Dans cette partie nous allons étudier l'évolution de l'écoulement pour des nombre de Reynolds 10, 20, 30,40 avec la variation de nombre d'Harman, afin d'observer son influence sur l'écoulement. Les résultats soutirés de la simulation numérique sont en préfète approche avec les résultats de D.Chatterjee et al [32].nos résultats sont présenté sur le tableau III.4 et les Figure III.9, III.10, III.11

	Re=20				Re=40			
	Ha=2	Ha=4	Ha=6	Ha=10	Ha=2	Ha=4	Ha=6	Ha=10
$C_D$	3.2176	5.4635	8.5278	16.943	2.1625	3.2459	4.8008	9.1160
$C_f$	1.0276	1.3064	1.5741	2.0946	0.7067	0.8351	0.9726	1.2387
$\theta_s$	22.48	0	0	0	45.57	25.0461	0	0
$L_r$	0.1814	0.0467	0.0243	0.0110	0.8471	0.1939	0.0318	0.0185

Tab III.4: Caractéristiques physique en fonction de nombre de Hartmann avec Reynolds fixe

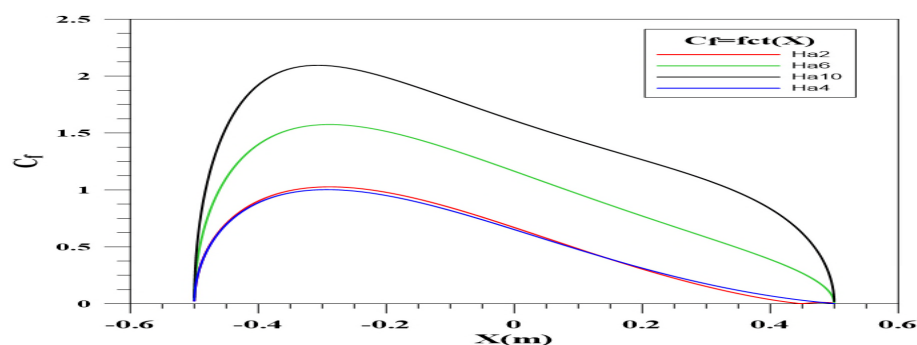
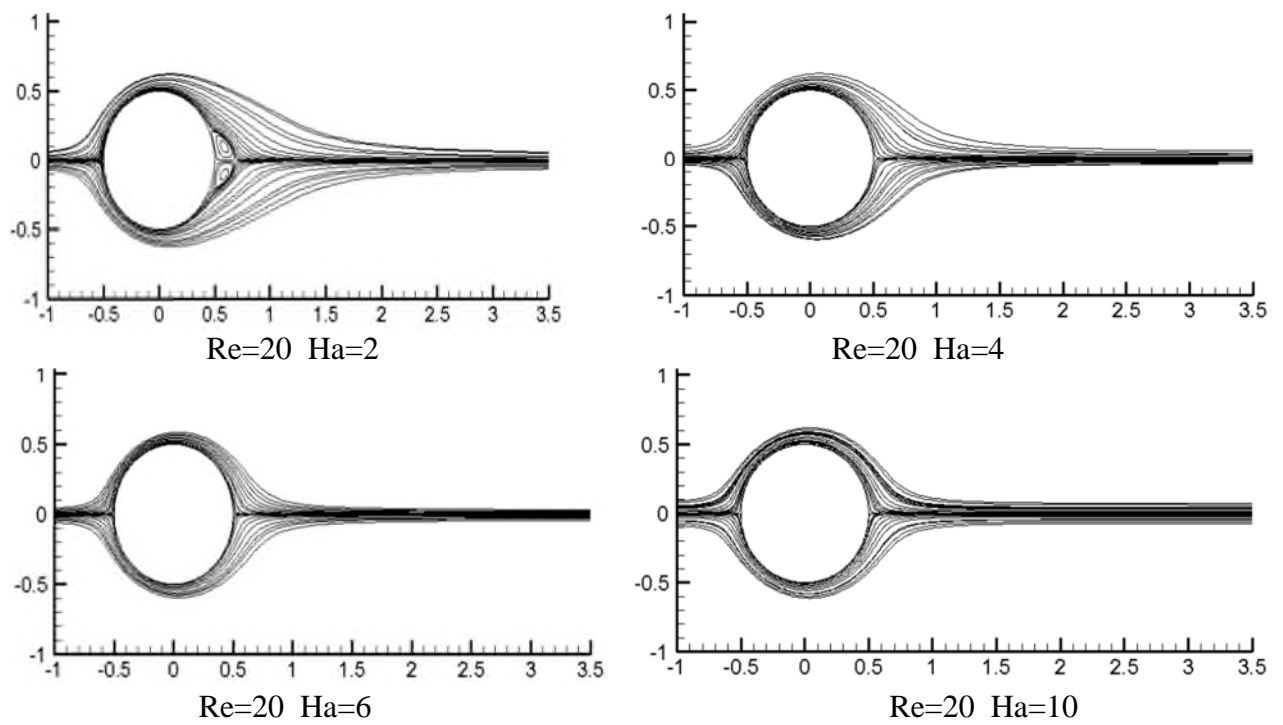
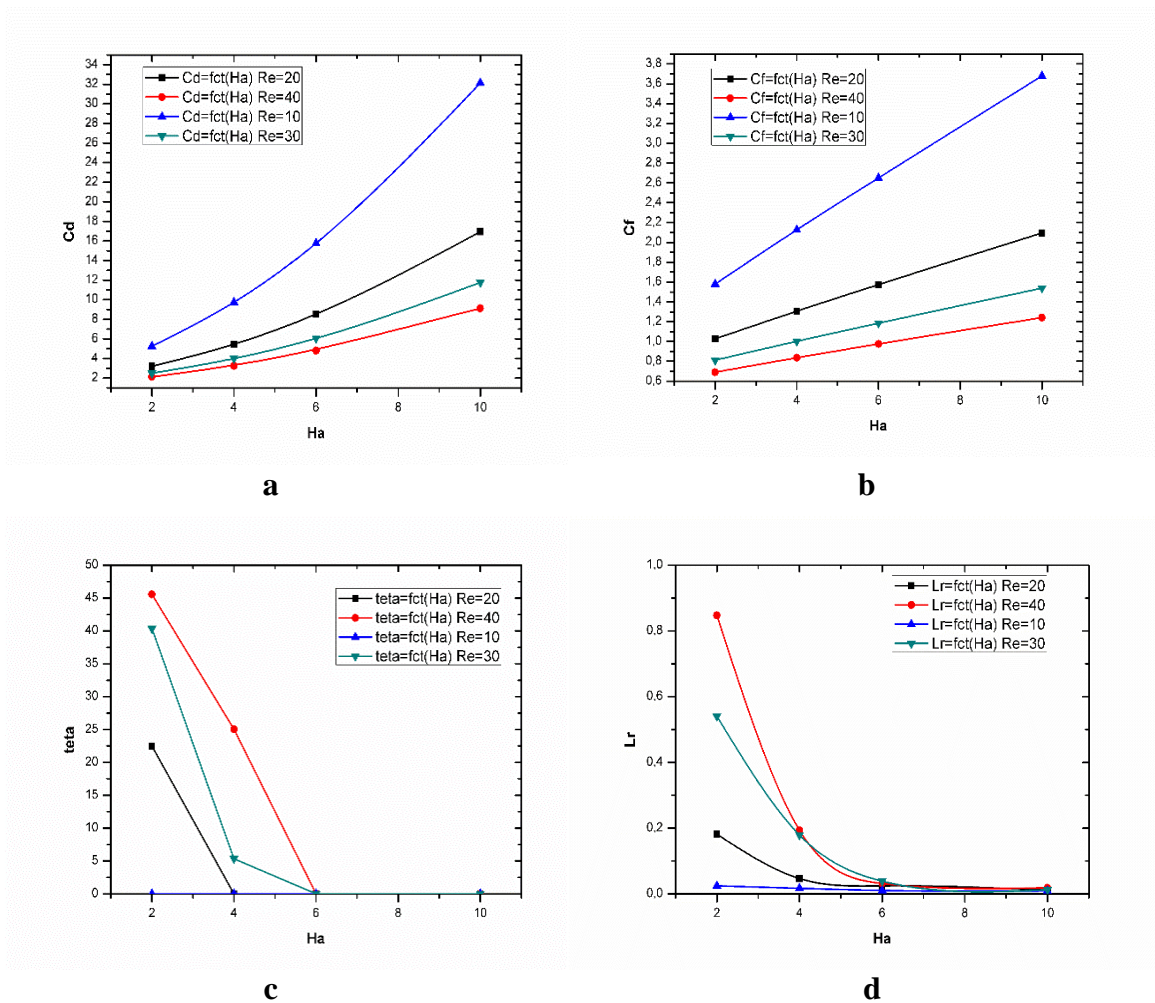


Figure III.9 : Coefficient de frottement en fonction de X pour Re=20



**Figure III .10:** Lignes de courant pour différents nombre de Hartmann et  $Re=20$



**Figure III.11 :** L'influence de nombre de Hartmann en présence d'un champ magnétique

En observant les résultats, obtenus en constate que pour un Reynolds donnée l'angle de séparation est les zone de recirculation (Figure III. c et d) se décroît progressivement avec la croissance de nombre de Hartmann comme on l'aperçoit son effet dans les lignes de courant (Figure III.10) qui se resserrent de plus en plus sur les parois de cylindre, par Alléur on remarque une croissance considérable pour le coefficient de trainée et le coefficient de frottement contrairement au cas hydrodynamique ou ils diminuent en présence de décollement pour conséquence de présence d'un gradient de pression adverse, Qui est réprimer a la présence de champ magnétique transversale qui agit sur l'accélération de la vitesse de la couche limite en diminuent la contrainte de cisaillement, par conséquence l'augmentation de coefficient de frottement ,donc la force de la trainée sera plus importante après que les terme visqueux seront favoriser.

## **Conclusion général**

Dans cette étude nous avons défini le problème physique tout d'abord par une recherche bibliographique où on a mis l'accent sur les écoulements autour des obstacles en général et particulièrement autour d'un cylindre sous influence d'un champ magnétique qui est notre problème objet de la présente étude.

Ensuite, nous avons tenté de cerner le phénomène étudié par les différentes équations qui le régissent (continuité et quantité de mouvement) ainsi que les conditions aux limites associées. Ce problème a été résolu suivant une approche numérique fondée sur la méthode des volumes finis à l'aide d'un code de calcul.

En ce qui concerne nos résultats obtenus dans le cas hydrodynamique, on a confirmé que le décollement de la couche limite laminaire survient en augmentant le nombre de Reynolds, c'est-à-dire lorsque l'équilibre stable entre les forces d'inertie et visqueuses est perdu. Les variations des grandeurs physiques globales calculées sont en bonne concordance avec les résultats de Bharti et D. Chatterjee.

Dans le but de contrôler le décollement de la couche limite on a examiné l'influence de la force de Lorentz induite par le champ magnétique appliqué sur l'écoulement suivant deux directions différentes longitudinale et transversale. Cette dernière paraît être la direction appropriée afin de retarder l'avènement de décollement.

Au final, nous avons étudié de près l'influence du nombre de Hartmann sur les paramètres physiques de l'écoulement. Nous avons constaté que le coefficient de frottement global sur la paroi de cylindre augmente en augmentant le nombre de Hartmann par contre l'angle de séparation, par conséquent, la distance de recirculation diminue.

Comme notre étude est centrée sur la problématique de décollement, il serait intéressant pour un travail futur d'employer un autre paramètre de contrôle, par exemple l'injection d'un micro jet, ou bien des parois du cylindre perméable et faire une étude comparative.

## References bibliographies:

- [1] C. Norberg: Effects of Reynolds number and low-intensity free stream turbulence on the flow around a circular cylinder. Publ No. 87/2, Chalmers University of Technology, Department of Applied Thermoscience and Fluid Mech., Gothenburg, Sweden, 1987.
- [2] P. Beaudan et P. Moin: Numerical experiments on the flow past a circular cylinder at sub-critical Reynolds number. Report No. TF-62, Stanford University, Department of Mechanical Engineering. 1994.
- [3] C. H. K. Williamson: Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 28:477–539, 1996.
- [4] C. H. K. Williamson et R. Govardhan: Vortex-induced vibrations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 36:413–455, 2004.
- [5] A. Roshko: Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 10(3):345–356, 1961.
- [6] M. van Dyke. *An Album of Fluid Motion*. Parabolic Press, 1982.
- [7] D. Stojkovic, M. Breuer, and F. Durst. Effect of high rotation rates on the laminar flow around a circular cylinder. *Phys. Fluids*, 14:3160–3178, 2002.
- [8] R. P. Bharti, Steady Flow of Power Law Fluids across a Circular Cylinder, *CANADIAN JOURNAL OF CHEMICAL ENGINEERING VOLUME 84, AUGUST 2006*
- [9] An-Qing Ben, Hua-Shu Dou: Simulation and stability study of the flow around a cylinder in infinite domain; 7th International Conference on Fluid Mechanics, ICFM7; *Procedia Engineering* 126 ( 2015 ) 68 – 72.
- [10] S. MOSSAZ, P. JAY, A. MAGNIN: “Etudes expérimentales et numériques de l’écoulement d’un fluide à seuil autour d’un cylindre” 20ème Congrès Français de Mécanique Besançon, 29 août au 2 septembre 2011.
- [11] J. Carlier et al : “ Etude numérique et expérimentale de l’écoulement autour d’un cylindre circulaire a  $Re = 3900$  ” 17<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique Troyes, – septembre 2005
- [12] H. D. Nedjari et M. Saighi : “ Etude numérique des effets d’obstacles sur le profil du vent” *Revue des Energies Renouvelables SMEE’10 Bou Ismail Tipaza* (2010) 125 – 134.
- [13] M. Douak and Z. Aouachria: “Magnetic effects on the velocity and thermal fields in

the 2D incompressible flow around a cylindrical body” Revue des Energies Renouvelables CISM’08 Oum El Bouaghi (2008) 135 – 144.

[14] D. Chatterjee ET AL Control of Flow Separation Around Bluff Obstacles by Transverse Magnetic Field, Journal of Fluids Engineering, SEPTEMBER 2012, Vol. 134 / 091102-1

[15] J.S. Bramley: Magneto hydrodynamic flow past a circular cylinder, Great Britain, august 30, 1973.

[16] T.V.S. Sekhar et al: Magneto hydrodynamic flow around a sphere, Fluid Dynamics Research 37(2005)357373

[17] C.H.K Williamson et al: A series in to represent the Strouhal-Reynolds number relationship of the cylinder wake, J Fluids Struct. 12, 10735(1998)

## ***Résumé***

Dans ce mémoire, nous avons mené une étude numérique bidimensionnelle de l'écoulement laminaire newtonien autour d'un obstacle cylindrique sous l'influence d'un champ magnétique en utilisant la méthode des volumes finis. Nous avons examiné l'influence de la direction du champ appliqué sur le décollement de la couche limite. Par Allour nous avons étudié de près le comportement de l'écoulement pour différent nombre de Hartmann en analysant les variables physiques globaux.

## ***Abstract***

In this memory, we undertook a two-dimensional numerical study of the Newtonian laminar flow around a cylindrical obstacle under the influence of a magnetic field by using the method of finished volumes. We examined the influence of the direction of the field applied to the limiting separation of layers. Then we studied closely the behavior of the flow for deferent number of Hartmann by analyzing the total physical variable.