

N° d'ordre : 14/2008-M/PH

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE ET DE LA RECHERCHE  
SCIENTIFIQUE  
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE  
« HOUARI BOUMEDIENNE »

FACULTE DE PHYSIQUE



## MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTERE

En : Physique

Spécialité : Energétique et Mécanique des Fluides

Par : **Mohamed AISSA**

**Sujet**

***EFFET DE LA DEFORMATION RADIALE D'UN  
CYLINDRE SUR L'ALLEE TOURBILLONNAIRE  
DE VON KARMAN***

Soutenu publiquement le 25/02/2008, devant le jury composé de :

Mr- EK. SI AHMED, Professeur à l'USTHB	Président
Mr- A. BOUABDALLAH, Professeur à l'USTHB	Dteur de Thèse
Mr- A. ALEMANY, Directeur de Recherches émérite CNRS (France)	Examineur
Mr- S. HANCHI, Professeur à l'EMP	Examineur
Mr- M. A. MAHAMDIA, Maître de Conférences à l'USTHB	Examinatrice
Mr- H. OUALLI, Docteur/ Chargé-de cours à l'EMP	Examineur

## DEDICAES

*Avant tout propos, je tiens à rendre grâce à  
Dieu qui m'a guidé sur la bonne voie.*

A mes parents, qui m'ont toujours soutenu

A ma chère épouse

A ma petite *Aicha*

A mes frères et mes sœurs

## REMERCIEMENTS

Ma première pensée va à mon Directeur de thèse Mr Le Professeur Ahcène BOUABDALLAH qui m'a suivi avec une grande patience et disponibilité, lesquelles sont à la base de la réalisation de cette thèse. Il a toujours été là pour répondre aux préoccupations de ma recherche. Il n'a ménagé ni son temps, ni ses efforts pour me guider, m'orienter, me corriger et me remettre sur la voie à chaque fois que cela est nécessaire. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je remercie vivement monsieur EK. SIAHMED Professeur à l'USTHB, pour m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de cette thèse. Que messieurs A. ALEMANY, Directeur de Recherches CNRS (France), et A. MAHAMDIA, Maître de Conférence à l'USTHB trouvent ici l'expression de mes profonds sentiments, chargés de respects pour avoir accepté de faire partie du jury.

Par sa compétence, sa patience et sa générosité d'idées, Mr H. OUALLI de l'EMP (*ex ENITA*), a remarquablement contribué à l'accomplissement de ce travail. Je tiens à lui témoigner de ma très grande reconnaissance. Toute ma gratitude va aussi à Monsieur S. HANCHI, Professeur à l'EMP (*ex ENITA*) qui m'a donné la clef me permettant la résolution numérique du sujet. Il s'est toujours montré disponible pour m'éclairer, son aide m'a été précieuse.

Je les remercie aussi pour avoir accepté de faire partie du jury.

Mes remerciements vont également à monsieur le Chef de département A. BENZAOUI pour son aide et ses conseils.

Je n'oublie pas monsieur N. TOUNSI de l'EMP S. ABISMAIL de L'USTHB, M. ADNAN pour leur aide et leurs conseils et à Nouzha BELARBI,

je dis merci, tu m'as accompagnée et soutenue durant tout le trajet de ma recherche.

Je remercie enfin tous mes collègues du Laboratoire EMF et toutes mes amies pour leur soutien constant et leurs encouragements.

# Nomenclature

$a_0$	Rayon initial du cylindre
$a$	Rayon instantané du cylindre
$C_{pb}$	Coefficient de pression moyenne à la section avale du cylindre
$C_p$	Coefficient de pression moyenne à la surface du cylindre
$C_d$	Coefficient de traînée
$C_d$	Coefficient de portance
$D$	Diamètre initial du cylindre
$F_d, St_f$	Fréquence de déformation radiale d'un cylindre (Fréquence de Strouhal forcée)
$St$	Fréquence d'émission tourbillonnaire
$F_n$	Fréquence de détachement des tourbillons de même nature
$l_c$	Longueur de la zone de recirculation
$l_f$	Longueur de la zone de formation
$P$	Pression
$P_\infty$	Pression du milieu infini
$Re$	Nombre de Reynolds
$U_\infty$	Vitesse de l'écoulement incident
$t$	Temps
$\rho$	Masse volumique de l'air
$\nu$	Viscosité cinématique de l'air
$\theta_d$	Angle de décollement
$\lambda$	Longueur d'onde

# Table des Matières

REMERCIEMENTS

NOMENCLATURE

INTRODUCTION GENERALE ..... 1

## CHAPITRE I REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE .....	5
I. ESSAI DE DEFINITION DU SILLAGE D'UN CYLINDRE : .....	5
1°) Définition et exemples .....	5
2°) Propriétés .....	7
3°) Condition de Stabilité de l'allée tourbillonnaire.....	8
II. COUCHE LIMITE LAMINAIRE BIDIMENSIONNELLE INCOMPRESSIBLE	10
III. DECOLLEMENT DE LA COUCHE LIMITE .....	13
IV. TECHNIQUES DE CONTROLE DES ECOULEMENTS.....	16
1) <i>Systèmes de contrôle passif</i> : .....	17
2) <i>Système de contrôles actifs</i> .....	18
<i>Contrôle par soufflage</i> : .....	19
<i>Contrôle par aspiration</i> .....	20
<i>Contrôle de la séparation par un cylindre tournant</i> .....	22
V. REGIMES D'ECOULEMENT AUTOUR D'UN CYLINDRE CIRCULAIRE..	25
<i>a- Ecoulement rampant</i> .....	27
<i>b- Régime stationnaire décollé</i> .....	27
<i>C- Régime laminaire instationnaire 2D</i> .....	28
<i>d- Régime laminaire instationnaire 3D</i> .....	30
<i>e- Régime sous-critique</i> .....	34
<i>f- Régime critique</i> .....	39
VI. DEVELOPPEMENT DU COEFFICIENT DE SUCCION ( $-C_{PB}$ ) EN FONCTION DU NOMBRE DE REYNOLDS.....	40
<i>a- Régime laminaire régulier (<math>Re &lt; 49</math>)</i> .....	41

b- Régime de détachement laminaire de vortex.....	41
c- régime de transition du sillage 3D .....	42
d- Désordre croissant dans les échelles fines 3D .....	42
e- Régime de transition de couche de cisaillement (D-E) .....	42
f- Régime de réattachement asymétrique (E-G) .....	42
g- Réattachement symétrique ou régime supercritique (G-H).....	43
h- Régime de transition de la couche limite ou régime critique (H-J) .....	43
VII. DISTRIBUTION DU COEFFICIENT DE PRESSION A LA SURFACE DU CYLINDRE .....	43
VIII. CONCLUSION.....	46

## **CHAPITRE II FORMULATION DU PROBLEME**

I. INTRODUCTION .....	47
II. HYPOTHESES DE TRAVAIL .....	48
III.EQUATION DE BASE (FORMULATION ( $\psi, \omega$ )).....	48
IV.EQUATION D'EVOLUTION POUR UN CYLINDRE RADIALEMENT DEFORMABLE .....	50
CONDITIONS INITIALES.....	52
CONDITIONS AUX LIMITES.....	52
Conditions loin du cylindre ( $\xi \rightarrow \infty$ ) .....	52
Condition sur le cylindre( $\xi \rightarrow 0$ ) .....	54
V. NOUVEAU SYSTEME D'EQUATIONS A RESOUDRE.....	56
VI.CALCUL DE LA PRESSION A LA SURFACE DU CYLINDRE.....	57
VII.CALCUL DES FORCES AERODYNAMIQUES.....	59
1°) TRAINEE ET PORTANCE DE PRESSION .....	59
2°) TRAINEE DE FROTTEMENT $C_{DF}$ .....	60
3°) COEFFICIENTS DE TRAINEE ET DE PORTANCE TOTALES .....	60
VIII.CONCLUSION .....	61

## CHAPITRE III SIMULATION NUMERIQUE DE L'ÉCOULEMENT

I. INTRODUCTION.....	62
II. SYSTEME D'EQUATION A RESOUDRE.....	65
II. 1.Équation de transport de la vorticité.....	66
II. 2.Equation de poisson pour les lignes de courant.....	68
II. 3.Résolution numérique des équations aux différences elliptiques.....	71
II. 4.Calcul de la pression sur la surface du cylindre .....	72
II. 5. Modélisation des effets de la turbulence .....	73
2.La Simulation Numérique Directe (DNS).....	73
3.Les Méthodes Large Eddy Simulation (LES).....	73
III. CONCLUSION .....	75

## CHAPITRE IV ANALYSE ET INTERPRETATION DES RESULTATS

### PARTIE I ETUDE DE LA STRUCTURE DE «L'ALLEE TOURBILLONNAIRE DE VON KARMAN »

I. CAS DU CYLINDRE NON DEFORMABLE (CAS DE REFERENCE).....	76
I.1. Caractérisation de l'allée tourbillonnaire avec différents nombres de Reynolds.....	76
I.2. Détermination de la fréquence d'émission tourbillonnaire.....	78
II. CAS DU CYLINDRE DEFORMABLE AVEC NOMBRE DE REYNOLDS FIXE Re=550 .....	80
II.1.EFFET DE LA FREQUENCE DE DEFORMATION RADIALE SUR L'ALLEE TOURBILLONNAIRE. ....	80
II.2.APPROCHE DU COEFFICIENT DE STABILITE DE L'ALLEE TOURBILLONNAIRE. ....	86
1°) Influence des fréquences d'excitation sur la longueur d'onde $\lambda$ .....	87
2°) Influence des fréquences d'excitation sur l'amplitude du sillage.....	89
3°) Influence des fréquences d'excitation sur le facteur de stabilité du sillage.....	91
II.3. MODES D'EMISSION TOURBILLONNAIRE :.....	92
II.3.1. Apparition des singularités dans le sillage.....	91
II.3.2. Influence de la fréquence de déformation $St_f$ sur les modes d'émission tourbillonnaire .....	94

1°) Cas naturel et faibles fréquences de déformation radiale ( $0 \leq St_f < 0.2$ ).....	94
2°) Fréquences de déformation radiale intermédiaires ( $0.2 \leq St_f \leq 0.3$ ) .....	95
3°) Hautes fréquences de déformation radiale.....	97
II. 3.3. Apparition du mode d'émission 2P .....	101
<b>PARTIE II</b> ETUDE DE L'EVOLUTION DU COEFFICIENT DE PRESSION $C_p$ A LA SURFACE DU CYLINDRE	
I.BUT .....	105
II.EVOLUTION DU COEFFICIENT DE PRESSION A LA SURFACE DU CYLINDRE	107
III.VORTICITE A LA SURFACE ET DECOLLEMENT DE LA COUCHE LIMITE.....	109
IV.EVOLUTION LOCALE DU COEFFICIENT DE PRESSION EN FONCTION DU TEMPS.....	112
V.ANALYSE SPECTRALE ET MISE EN EVIDENCE DU PHENOMENE DE SYNCHRONISATION .....	114
VI.FREQUENCE D'EMISSION TOURBILLONNAIRE (GAMME DE LOCK-IN) :.....	119
VII.EFFET DE LA DEFORMATION RADIALE $St_f$ SUR LE COEFFICIENT DE PRESSION $C_p$ .....	122
VIII.EFFET DE LA PULSATION RADIALE SUR LA LONGUEUR DE FORMATION $L_F$ .....	124
IX.TRANSFERT ENERGETIQUE .....	125
X.EVOLUTION DE LA DIFFERENCE DE PRESSION (INTRADOS-EXTRADOS) SUR LE CYLINDRE .....	126
XI.EFFET DE LA DEFORMATION RADIALE SUR LES COEFFICIENTS AERODYNAMIQUES .....	127
XII.CONCLUSION.....	129
CONCLUSION GENERALE .....	131

# INTRODUCTION GENERALE

---

La naissance de l'aérodynamique, comme science, se situe au XVIII<sup>e</sup> siècle, en Europe, où furent développées les premières théories (D. Bernoulli, 1738 ; L. Euler, 1775) qui faisaient suite à un empirisme séculaire.

Mais ce n'est qu'un siècle plus tard que les lois fondamentales qui tiennent compte des contraintes intérieures d'un milieu continu ont été formulées notamment par M. Navier en 1827 ; S.D. Poisson en 1831 ; D. de Saint-Venant, 1843 et G.G. Stokes en 1845. Devant l'impossibilité de résoudre ces équations extrêmement compliquées, les progrès en aérodynamiques n'ont pu se développer que grâce à l'introduction d'hypothèses simplificatrices, qui s'appuyées sur l'expérience. Les étapes les plus importantes de ces travaux théoriques et expérimentaux sont marquées, entre autres, par l'introduction des coefficients de similitude (E. Mach, 1889 ; O. Reynolds, 1883), des notions de fluide parfait et de couche limite (proposées par L. Prandtl, 1904) dans le cas des écoulements évoluant à vitesses modérées.

C'est également à la fin du XIX<sup>e</sup> siècle et au début du XX<sup>e</sup> que l'aérodynamique expérimentale a découvert les premières lois physiques à travers les concepts

impliquant les phénomènes de portance (N.I. Joukowski, 1904) et de traînée (W. Blasius, 1907), permettant de définir une meilleure stabilité de vol et le contrôle des avions subsoniques. L'accroissement de la vitesse jusqu'à des valeurs supersoniques a résulté du progrès de la technique, qui a été favorisée par le développement des connaissances en gazodynamiques, notamment dans le domaine balistique (E. Mach, 1887 ; P.H. Hugoniot, 1883). L'étude très difficile des écoulements instationnaires en est encore à un stade moins avancé, malgré les progrès récents. La réalisation de missiles à très grande vitesse, a suscité de nouvelles recherches concernant les écoulements hypersoniques, combinés à l'effet des modifications physico-chimiques de l'air liées aux températures élevées qui sont atteintes en vol.

C'est dans ce contexte que nous avons restreint notre champ d'étude à l'écoulement autour d'un cylindre placé dans un milieu infini. Cette configuration a déjà fait l'objet de larges investigations aux plans expérimental et théorique. Le choix de l'utilisation du cylindre découle essentiellement de la simplicité géométrique et de la grande richesse des régimes d'écoulements observés. Dans la pratique, l'écoulement derrière un cylindre est fréquemment rencontré dans le domaine industriel. En particulier, la connaissance approfondie et le contrôle de ce genre de mouvement s'avèrent indispensables dans la maîtrise des opérations industrielle afin d'appréhender la stabilité de l'écoulement autour de l'obstacle cylindrique notamment en Aéronautique, en hydrodynamique navale, en travaux publics des ponts et ouvrages d'art, dans l'ingénierie des procédés de transferts de masse et de chaleur, etc....

Considérons un cylindre infini, de diamètre  $D$ , placé dans un écoulement de fluide de densité  $\rho$  et de viscosité cinématique  $\nu$ , de vitesse uniforme  $U_\infty$ , et de température  $T_0$  données. Dans ce cas, le seul paramètre qui caractérise le régime d'écoulement est le nombre de Reynolds défini par  $Re = U_\infty \cdot D / \nu$ . Pour un nombre de Reynolds inférieur à 5, l'écoulement est dit rampant et il se caractérise par la prépondérance des effets visqueux. Dans l'intervalle de valeurs du nombre de Reynolds  $5 < Re < 47$ , il y a apparition de deux tourbillons contrarotatifs derrière le cylindre dont la longueur et la largeur ont été caractérisées par Coutanceau et Defaye. Lorsque on atteint  $Re \geq 47$ , le sillage commence à osciller avec une fréquence  $f$  correspondant à l'apparition de l'allée tourbillonnaire de Von Karman. Pour un nombre de Reynolds donné

47 < Re < 140-194, un deuxième paramètre est nécessaire, le nombre de Strouhal  $St = fd/U$  qui est une fonction croissante du nombre de Reynolds. Plusieurs auteurs ont essayé de trouver une expression générale donnant l'évolution de  $St = f(Re)$ . Les diverses expressions obtenues sont généralement liées aux conditions expérimentales adoptées, ainsi qu'à la différence des conditions aux limites.

Dans ce travail on propose une simulation numérique des équations de Navier Stokes bidimensionnelles basée sur la formulation vorticité-fonction de courant  $(\varpi, \psi)$ . Ce code de calcul a été élaboré par S. Hanchi et H. Oualli, utilisant une méthode aux différences finies du second ordre. Notre analyse est essentiellement axée sur l'étude de l'influence de la déformation radiale du cylindre afin de déterminer l'évolution de la pression à la surface de celui-ci. En outre, on cherche à caractériser simultanément l'évolution dynamique des champs de pression et de vorticité autour du cylindre considéré.

En effet l'examen des interactions conjointes du champ de pression et de vitesse, va nous renseigner sur la réponse de l'écoulement à travers ces deux grandeurs fondamentales liées à la déformation pariétale du cylindre. La caractérisation du mouvement se fait à l'aide des paramètres de contrôles cités précédemment, à savoir, le nombre de Reynolds  $Re$  et le nombre de Strouhal  $St$  imposé sur l'évolution de la configuration du sillage proche.

De façon complémentaire, on cherche à déterminer les expressions des coefficients des forces aérodynamiques tel que le coefficient de trainée (ou de forme) et le coefficient de portance provenant de l'effet de la pression.

Notre travail est organisé comme suit:

On présente le sujet traité selon quatre chapitres. Au niveau du premier chapitre, on s'attache à réaliser une revue bibliographique pour dégager les principaux résultats obtenus à jour avec les projets récents enregistrés dans le domaine.

A cette occasion, on donne un aperçu sur la phénoménologie étudiée en liaison avec les propriétés principales régissant ce type d'écoulement.

En particulier, on focalisera notre analyse sur les définitions de base associée aux comportements dynamiques et énergétiques correspondants aux lois les plus significatives de l'écoulement

Au deuxième chapitre, on formule le problème à travers les équations spécifiques de l'écoulement sur lesquelles s'appuie le code de calcul. La transformation de ces dernières équations sous forme numérique, sera étudiée dans le troisième chapitre. On discute des différentes méthodes adéquates pour réaliser la discrétisation spatiale et temporelle du mouvement dans le domaine de l'écoulement considéré.

Au quatrième chapitre, les résultats les plus intéressants seront exposés, en simulant, en premier lieu, les différentes étapes et structures du mouvement qui apparaissent dans le sillage proche et lointain du cylindre. On interprète les différents phénomènes trouvés à la lumière des variations des paramètres de contrôle.

Nous terminerons par une conclusion générale dans laquelle, une récapitulation des résultats trouvés avec le commentaire sur le degré de concordance avec ceux obtenus par voie expérimentale sera faite.

## **REVUE BIBLIOGRAPHIQUE**

---

### **I.ESSAI DE DEFINITION DU SILLAGE D'UN CYLINDRE :**

#### **1°) Définition et exemples**

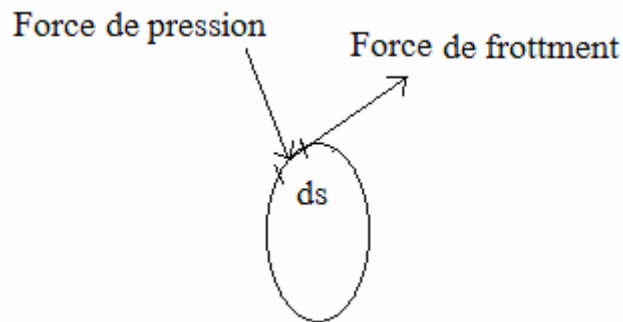
Un corps de forme quelconque, en mouvement uniforme dans un fluide parfait incompressible qui s'étend à l'infini, ne subit de la part du fluide aucune résistance, ni dans le sens du mouvement ni dans une autre direction. On dit que l'écoulement est à potentiel des vitesses sans circulation connue selon l'énoncé du paradoxe de D'Alembert :

« Le déplacement du corps provoque des déformations dans le fluide, déformations qui se traduisent par des perturbations de la pression et de la vitesse lorsque on s'éloigne du corps dans une direction quelconque ; ces perturbations s'éteignent rapidement en raison de l'inverse du cube des distances ».

Si la résultante des forces appliquée est nulle, il n'est pas sûr qu'il en soit de même pour le moment de couple résultant. C'est ainsi qu'un corps allongé rencontrant le fluide obliquement, subit un couple qui a tendance à le placer en travers de

l'écoulement. De même, si le fluide qui entoure le corps n'est pas indéfini, par exemple, et s'il est limité par une paroi solide, il peut y avoir interaction entre la paroi et le corps. Cette interaction se traduit par une force agissant sur le corps de sorte que le raisonnement appliqué plus haut à l'aide du théorème des quantités de mouvement n'est plus valable.

Si l'écoulement autour de l'obstacle est avec circulation, celui-ci subit un effort dont la direction et la valeur sont données, dans le cas d'un obstacle cylindrique, par un calcul analytique ou numérique.



**Fig.I.1** : Forces aérodynamiques s'exerçant sur un élément de surface  $ds$

Sur chaque élément de surface  $ds$  du solide baignant dans un fluide réel, on peut décomposer l'action de contact en une composante normale et une composante tangentielle : la première est une force de pression, la seconde est une force de frottement (fig.I.1).

On appelle résistance due à la pression, la composante de la résultante des forces de pression dans la direction du mouvement. La résistance de frottement est liée aux effets de frottements visqueux dans la même direction. La somme des deux composantes précédentes correspond à la résistance totale qui s'oppose à l'écoulement.

La résultante ou ses composantes ne sont généralement pas calculables directement par intégration à partir d'une loi élémentaire. Le problème doit être posé pour chaque obstacle, car il dépend de la forme et de l'étendue du dit obstacle.

Cependant nous savons que l'origine des forces de frottements est essentiellement due à la viscosité du fluide. Ces forces peuvent être déterminées, si on sait faire une analyse de la couche limite qui entoure l'obstacle.

Les forces de pression sont parfois très difficiles à évaluer. Leur répartition se rapproche de celle qui existe en fluide parfait si la couche limite reste partout de faible épaisseur et ne se décolle pas. Dans le cas où il y a décollement, il se produit en général derrière l'obstacle un sillage dans lequel la pression reste constante en moyenne. Dans ce cas, la forme de l'écoulement autour du corps est complètement modifiée, ce qui entraîne une nouvelle répartition des forces de frottement et des forces de pression. Par conséquent, nous pouvons dire que la résistance due à la pression dépend des conditions de décollement, c'est-à-dire, surtout de la forme géométrique du corps.

## **2°) Propriétés**

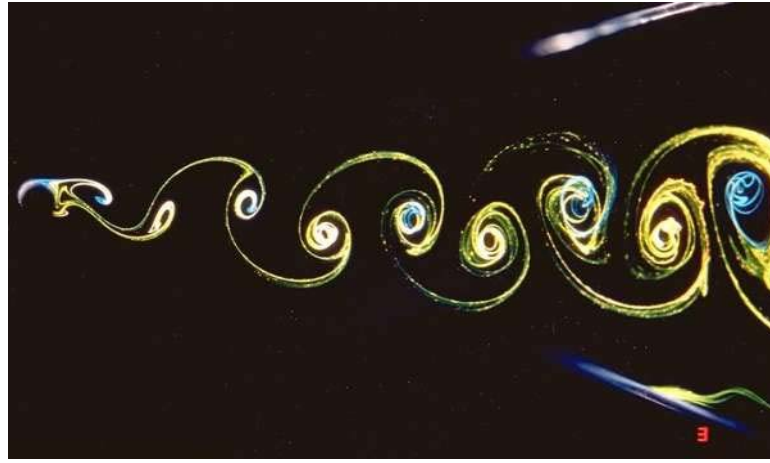
L'expérience montre qu'un corps en mouvement avec la vitesse  $V$  dans un fluide réel initialement au repos, subit toujours de la part de ce dernier une résistance qui s'oppose au mouvement. Un raisonnement qualitatif simple avait conduit Newton à cette conclusion se traduisant par le fait que la force de résistance devrait être proportionnelle à  $\rho sv^2$ ,  $\rho$  étant la masse volumique du fluide,  $V$  la vitesse du corps et  $S$  le mètre couple.

Cette proposition ne tient pas compte de la forme du corps, notamment de la partie active, laquelle nous verrons plus loin qu'elle est d'une grande importance.

A l'origine, l'étude de l'écoulement autour d'un cylindre a été faite de manière accidentelle. Au départ, il s'agissait de réaliser une expérience destinée à établir les propriétés essentielles liées à la théorie de la couche limite de Prandtl. En particulier, la détermination du point de séparation de l'écoulement derrière un cylindre plongé dans un écoulement d'eau afin de mettre en évidence simultanément les oscillations du sillage au sein de l'écoulement. Mais ce phénomène n'a pu être expliqué.

Par la suite Von Karman s'est intéressé au problème, et son travail a porté essentiellement sur une étude théorique limitée au voisinage de l'apparition de l'allée tourbillonnaire qui porte son nom.

C'est une structure d'onde de nature instationnaire (fig.I.2).



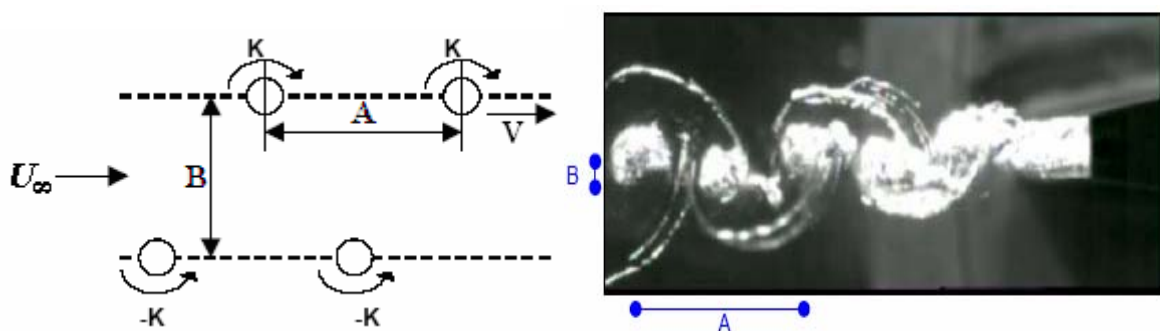
**Fig.I.2 : Allée tourbillonnaire de Bénard-Von Karman d'après Pascal Hémon [48]**

### 3°) Condition de Stabilité de l'allée tourbillonnaire

En 1912 Von Karman a fait une tentative analytique en vue d'énoncer un critère de stabilité de l'allée tourbillonnaire, basé sur les caractéristiques associées à cette structure :

- Caractéristique géométrique  $\frac{A}{d} = 0,281$
- Caractéristique dynamique  $K = \sqrt{8} a v$

Où  $A$  est la distance entre deux tourbillons consécutifs de la même allée, (ou longueur d'onde),  $d$  la distance entre les deux allées, et  $K$  la circulation définie par le rayon du cylindre et la vitesse  $V$  de translation des tourbillons (figure I.3).



**Fig.I.3 : Paramètre de stabilité de l'allée tourbillonnaire de Bénard – Von Karman (tirée de H. Pascal [48])**

En 1912, Von Karman publia un travail plus complet, incluant les résultats expérimentaux. Cependant, il y a lieu de signaler que la théorie de la stabilité des

tourbillons alternés était quasiment inexistante à cette époque. Le mérite que l'on peut accorder à ces travaux réside essentiellement dans le fait qu'il s'agit probablement des premiers résultats enregistrés en Hydrodynamique et en Aérodynamique. En fait, on ne dispose que des lois essentiellement empiriques que l'on établit d'après les expériences.

En effet, ces tourbillons alternés étaient connus depuis plusieurs années déjà, notamment en France, grâce aux expériences assez précises d'Henri Bénard, qui cita d'ailleurs d'autres auteurs antérieurs à lui-même [Bénard 1926].

De ce fait, la théorie de la stabilité de Von Karman est basée sur une donnée fondamentale qui est la vitesse d'avancement des tourbillons (on parle aujourd'hui de vitesse de convection). Ceci n'a pu être mesuré de façon précise par Bénard. En effet la comparaison entre les deux résultats trouvés, conduit à des désaccords qui sont attribués aux simplifications réalisées par Von Karman pour effectuer le calcul de stabilité.

Sous l'influence des travaux exemplaires de G.I Taylor dans l'écoulement confiné entre cylindres coaxiaux en rotation que Henri Bénard a établi pour la première fois ses lois sur les tourbillons, déduites des observations en laboratoire. C'est l'amorce d'un changement radical dans les concepts des études théoriques, liées à l'analyse des problèmes, qu'ils soient d'origine Hydrodynamique ou Aérodynamique.

Les études théoriques sur l'écoulement d'un fluide autour d'un cylindre sont basées, essentiellement sur le concept de couche limite. Le premier à avoir entrepris ce genre d'étude est Blasius (1908) ; il obtint les deux premiers termes du développement relatif au champ de vitesse. Plusieurs auteurs essayèrent par la suite d'obtenir des termes d'ordre supérieur pour affiner la solution avant le décollement de la couche limite mais en considérant toujours le cas limite où le nombre de Reynolds tend vers l'infini (cas d'un fluide parfait). Par la suite et, à une époque relativement récente, de nombreux auteurs ont continué à raffiner l'approche de la couche limite [Yang 1975] et [Jovanovic 1979] pour des nombres de Reynolds très grand mais fini.

- **Formation des tourbillons (aspect énergétique)**

Il est connu que l'énergie se dissipe principalement dans la couche limite. C'est lorsque cette énergie de dissipation est en excès que le tourbillon se forme. Cet excédent se dissipe alors dans le tourbillon. Le volume de ce dernier augmente en même temps que son énergie, il augmente donc avec  $Re$ . Cette croissance ne peut se faire indéfiniment, et à partir d'un certain moment, le tourbillon se détache naturellement.

- **Fréquence de détachement des tourbillons**

Nous pouvons montrer théoriquement pour un fluide parfait, qu'il ne peut exister qu'une seule configuration tourbillonnaire stable, formée de deux alignements parallèles distants de  $A$  (Amplitude) [48], de tourbillons espacés de  $\lambda$  (longueur d'onde) ; ces deux appellations sont utilisées également par Williamson. Pour cette configuration le rapport  $(A/\lambda)$  est égale à 0,281 est c'est à peu près ce qu'on observe dans la réalité tant  $Re < 125-140$  pour le cas d'un écoulement autour d'un cylindre.

La vitesse  $V$  de translation des tourbillons est inférieure à  $U$  (vitesse de l'écoulement libre) et leur fréquence de détachement  $f=(U-V)/D$  est liée au nombre de Reynolds par la relation  $fD/U= F(Re)$ . Dans le sixième paragraphe. Nous citerons des relations trouvées expérimentalement et numériquement par différents auteurs et faisant intervenir le nombre adimensionnel  $fD/U$  appelé nombre de Strouhal ( $St$ ).

## II. COUCHE LIMITE LAMINAIRE BIDIMENSIONNELLE INCOMPRESSIBLE

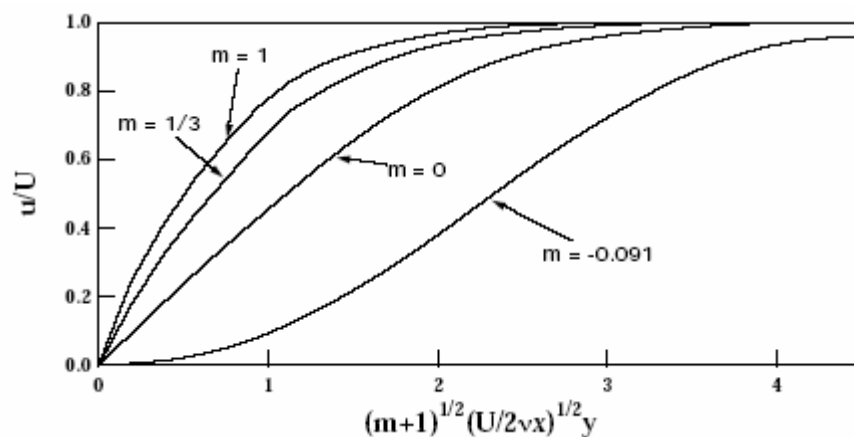
Lorsqu'un gaz est traité comme un fluide incompressible, on admet que sa masse volumique  $\rho$  est invariable mais aussi les coefficients de viscosité  $\mu$  et de conductibilité thermique  $k$  ainsi que sa chaleur massique  $C_p$  sont constants. Dans ces conditions, le problème dynamique en équations de continuité et de quantité de mouvement peut alors être résolu indépendamment du problème thermique (équation de l'énergie).

Des solutions particulières à ces équations existent lorsque la loi de la vitesse à la frontière de la couche limite varie sous la forme d'une loi de puissance :

$$U=C_0x^m$$

Ou  $C_0$  est une constante donnée

La figure I.4 reproduit avec les paramètres de profil  $m$  les solutions de l'équation de Falkner-Skan et montre que la distribution de vitesse  $f' = \frac{u}{U}$  dépend de la position et du paramètre associé au gradient de pression  $\beta$ . Dans le cas où  $\beta > 0$ ,  $[(dp/dx) < 0]$  représente alors un écoulement extérieur accéléré. Le cas particulier  $\beta = 0$ ,  $[(dp/dx) = 0]$  correspond à la couche limite stable sur une plaque plane, problème qui a été examiné par Blasius. On notera l'apparition d'un point d'inflexion dans le cas des écoulements ralentis caractérisés par  $\beta < 0$ ,  $[(dp/dx) > 0]$ . Les profils de vitesse dotés d'un point d'inflexion signale l'existence ou l'apparition d'une instabilité. Il faut donc s'attendre à la disparition de l'état laminaire lorsque la couche limite est soumise à un gradient de pression positif. Pour  $-0,1988 < \beta < 0$ , Stewart a montré l'existence d'une solution double : pour l'une d'entre elles, la vitesse  $u$  est partout positif dans l'épaisseur de la couche limite, alors que pour l'autre, il existe une zone à contre-courant ( $u < 0$ ) près de la paroi. La limite  $\beta = -0,1988$  correspond à une pente à l'origine nulle du profil de vitesse ce qui, en écoulement bidimensionnel est caractéristique du phénomène de décollement.

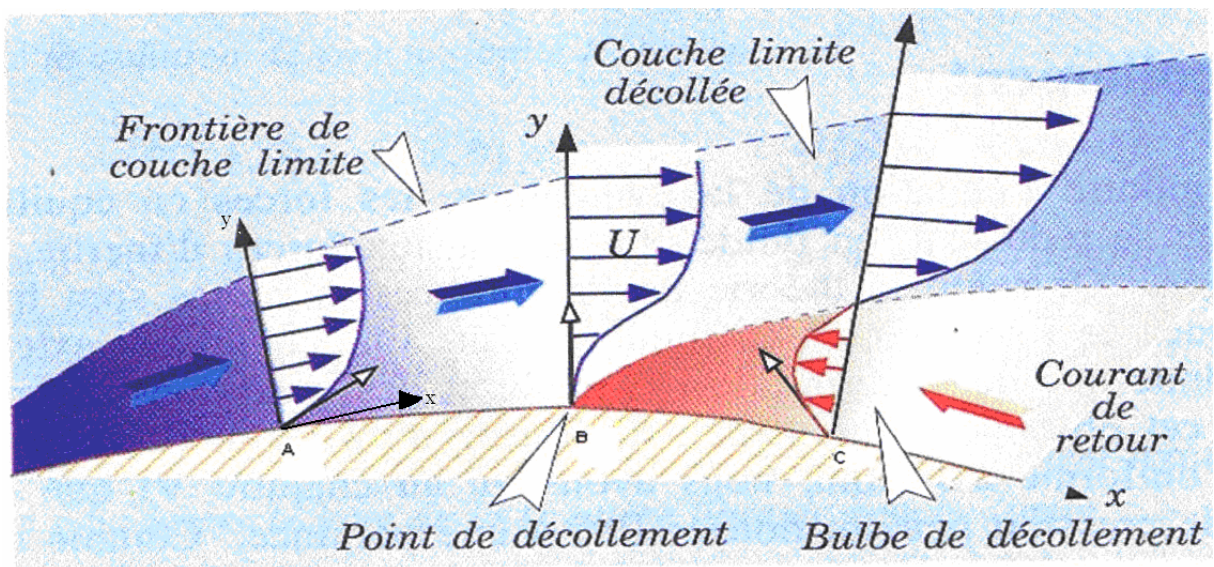


**Fig.I.4 : Evolution de la couche limite (modèle de Falkner-Skan)**

Les solutions de Falkner-Skan représentent l'évolution de la couche limite laminaire sur des dièdres de différents angles d'ouverture en écoulement incompressible. Le gradient de pression  $dp/dx$ , représenté ici par le paramètre  $\beta$ , exerce une influence notable sur la forme du profil de vitesse et sur l'épaisseur de la couche limite, surtout dans les écoulements ralentis, pour lesquels le décollement se produit lorsque ( $\beta < -0,1988$ ) [61].

En pratique, la vitesse à la frontière extérieure n'est pas, dans le cas général, de la forme  $U=C_0x^m$  et la séparation des variables n'est pas toujours possible. Cependant, on peut établir des « solutions de similitude » ou solutions affines qui sont d'une importance capitale pour leur représentation. En particulier, la tendance de la couche limite à devenir instable ou à décoller sous l'effet d'un gradient de pression positif est clairement mise en évidence dans le cadre d'une représentation à l'aide de solutions affines.

Le décollement s'explique par la perte d'énergie cinétique des particules fluides les plus voisines de la paroi, freinées, à la fois, par l'action du frottement et par le gradient de pression adverse (positif) ; elles s'immobilisent donc en un certain point au-delà duquel l'écoulement est dirigé en sens inverse. Pour assurer la continuité du débit, la couche limite est contrainte de quitter la paroi, devenant ainsi une couche de mélange, cette situation est schématiquement représentée sur la Figure I.5. Selon la configuration géométrique de l'écoulement, la couche limite peut se recoller sur la paroi. Le « fluide mort » enfermé entre le corps et la couche limite décollée n'est pas au repos, il est entraîné par la couche visqueuse et circule le long de trajectoires fermées sur elles-mêmes.



**Fig.I.5 : Ecoulement au voisinage d'un point de décollement**

Le schéma donné par la figure I.5 présente la propriété de l'écoulement au voisinage du point de décollement. La pression croissante de A à C, les particules fluides voisines de la paroi s'immobilisent en B.

A partir de ce « point de décollement » la couche limite semble être déviée vers l'extérieur.

La distribution de pression à la paroi dans une région décollée diffère totalement de la répartition calculée en fluide parfait. C'est notamment ce qui se produit sur une aile. Lorsque, l'angle d'incidence croît, un décollement se forme sur l'extrados, il en résulte un large sillage qui diminue la sustentation en donnant naissance à une traînée de pression.

### III. DECOLLEMENT DE LA COUCHE LIMITE

Le décollement est intimement lié au comportement dynamique de la couche limite. Celui-ci intervient lorsque la couche limite se développe, en présence d'un gradient de pression adverse, c'est-à-dire dans la situation où la pression augmente dans la direction de l'écoulement. Dans ce cas, la vitesse  $U$  de l'écoulement externe diminue et les particules fluides subissent une décélération.

#### 1°) Conditions de décollement

La décélération devient encore plus importante dans la couche limite du fait que le transfert de quantité de mouvement des particules fluides qui se déplacent près de la paroi est diminué et le fluide perd ainsi son inertie et sa capacité à avancer à cause de son adhérence à la paroi. La quantité de mouvement diminue graduellement pour compenser le gradient de pression et les forces de frottement pariétales de sorte que la vitesse des particules fluides s'annule. La théorie classique de décollement définit le point de séparation par l'annulation du cisaillement  $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = 0$ .

Ce qui correspond à une contrainte pariétale nulle :  $\tau_w = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = 0$

En aval du point de décollement, le gradient de pression induit un écoulement à contre-courant, l'épaisseur de la couche limite augmente notablement et les filets de fluide quittent alors la paroi.

Dès lors, on observe la formation d'un sillage et l'approximation de la théorie de la couche limite n'est plus applicable.

Le décollement s'accompagne généralement de l'apparition d'instabilités au sein de l'écoulement. Très souvent, des tourbillons se forment dans la région décollée. Ainsi dans le cas du cylindre placé dans un écoulement uniforme, on observe pour certaines gammes de valeurs du nombre de Reynolds, un détachement de tourbillons alternés (figure I.1), que l'on appelle tourbillons de Bénard-Von Kármán.

Avec les couches simples de mélanges et les couches limites, les sillages font partie de la famille des écoulements turbulents cisailés. La première caractéristique de ces écoulements est l'existence d'un cisaillement fort, c'est-à-dire d'un gradient transversal de vitesse. La seconde caractérise le phénomène de turbulence dû à un nombre de Reynolds élevé.

De part l'existence d'un cisaillement, la couche limite est le siège d'une production de rotationnel, c'est-à-dire que le cisaillement crée un champ de vitesse tel que les trajectoires ont tendance à s'enrouler sur elles-mêmes plutôt que de rester droites ou faiblement courbées. Lorsque on observe les écoulements réels, il se forme des régions où la couche limite n'adhère pas à la paroi, selon un point (ou une ligne. en 3D) un décollement apparaît alors, suivi d'une zone décollée.

La couche limite décolle dès que l'écoulement tente de se ralentir brutalement. Cette propriété se caractérise par un le gradient de vitesse externe négatif  $\frac{\partial u}{\partial y} < 0$ , ou un gradient de pression positif  $\frac{\partial p}{\partial y} > 0$ , qu'on appelle parfois gradient de pression adverse.

L'écoulement commence par ralentir sur le côté amont de l'obstacle cylindrique, pendant que la pression augmente en accord avec l'équation de Bernoulli.

Près du sommet du cylindre, la pression décroît, et l'écoulement tend à s'accélérer. L'énergie potentielle liée au champ de pression se convertit en énergie cinétique.

Cependant, à cause des pertes par dissipation visqueuses, l'énergie cinétique n'est pas récupérée entièrement et l'écoulement s'inverse à partir du point de décollement.

La zone décollée est souvent le siège d'un mouvement tourbillonnaire très complexe appelé zone de « sillage »

Après le décollement, à l'arrière du corps, les couches limites supérieure et inférieure se rejoignent en formant le sillage. En écoulement bidimensionnel, le rotationnel de la vitesse est perpendiculaire au plan de l'écoulement et s'écrit comme suit:

$$\Omega = \text{rot}V = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

Où  $u$  et  $v$  sont les deux composantes de la vitesse suivant  $Ox$  et  $Oy$  respectivement. D'après les approximations classiques de la couche limite, on suppose que :

$$|\partial v / \partial x| \ll |\partial u / \partial y|$$

et l'on peut se contenter de la valeur approchée suivante :  $\Omega \approx -\frac{\partial u}{\partial y}$ .

Le cisaillement des particules fluides dans la couche limite engendre un rotationnel, ceci indique la présence active de tourbillons au sein de l'écoulement.

### **2\*) Aspect phénoménologique et contrôle de séparation de la couche limite**

Le contrôle de la séparation est d'une importance capitale. En vue d'augmenter les performances des véhicules aériens, terrestres et navales et aussi, en turbomachines, diffuseurs et autres systèmes technologiques impliquant l'évolution d'un écoulement fluide.

A la base du phénomène de séparation de l'écoulement, ce sont des particules fluides, évoluant au sein de la couche limite qui sont ralenties par l'effet du frottement pariétal. Si l'écoulement est, en plus, retardé par un gradient de pression inverse, par exemple, la quantité de mouvement des particules se trouve réduite par la double influence du cisaillement pariétal et le gradient de pression.

En termes énergétiques, l'énergie cinétique acquise au détriment de l'énergie potentielle dans la région du gradient de pression favorable, se trouve dépensée pour vaincre les effets de la viscosité au sein de la couche limite. L'énergie cinétique subsistante se trouve alors convertie en énergie potentielle dans la région de l'écoulement avec un gradient de pression inverse (ou défavorable). Mais cette dernière reste insuffisante pour surmonter «la pente de pression », et le mouvement des particules fluides voisines de la paroi est alors ralenti jusqu'à l'arrêt total de ces particules. A un certain point ou ligne, la sous-couche visqueuse va décrocher de la paroi en se brisant loin de celle-ci. La plus proche ligne de courant évoluant près de la

paroi quitte l'obstacle en ce point et la couche limite est dite en séparation, E. C. Maskell (1955). Au niveau de la séparation, la région de l'écoulement rotationnel près de la paroi s'épaissit brusquement, la composante normale de la vitesse augmente et l'approximation de la couche limite n'est plus valable.

Sachant que la séparation de la couche limite s'accompagne de pertes énergétiques considérables, les performances des dispositifs pratiques sujets à des séparations sont substantiellement limitées par la position du point de détachement. A titre d'exemple, si la séparation est retardée pour le cas d'un corps non profilé, la traînée de pression est réduite, l'écoulement de recirculation et donc la portance pour un profil (sous un angle d'attaque important) augmentent et le champ de pression pour un diffuseur s'améliore. Il est utile de rappeler que la grande capacité des ailes delta à développer des portances considérables, est réalisée par une séparation provoquée pour induire la formation des vortex au bord d'attaque. De grandes avancées ont été réalisées dans le but d'établir une base analytique pour approcher la zone de séparation bidimensionnelle et stationnaire. En revanche, dans le cas d'une séparation tridimensionnelle et instationnaire, les analyses théoriques ou numériques sont rares et les progrès accomplis, à ce jour, dépendent d'une façon cruciale des travaux expérimentaux. D'un point de vue pratique, une séparation locale sur une surface portante induit de très forts effets sur les propriétés aérodynamiques globales et un bon contrôle de ce phénomène devient évidemment nécessaire.

Un grand pas dans les recherches portant sur la séparation instationnaire a été accompli par Moore, J. C. Rott et Sears durant les années 1950. Avant leurs travaux, les propriétés liées aux séparations stationnaire et instationnaire étaient considérées présenter des caractéristiques classiques, à savoir, le point d'annulation du cisaillement pariétal, la frontière de la couche limite et le début du sillage ou de la bulle du fluide en séparation.

#### **IV. TECHNIQUE DE CONTROLE DES ECOULEMENTS**

Dans le but de manipuler les écoulements envisagés dans la nature autour des obstacles et afin d'améliorer leurs performances pour des visés technologiques, les recherches actuelles s'appuient sur le concept de « technique de contrôle » des écoulements.

H. Oualli [47] a classé les écoulements autour d'un cylindre en trois domaines principaux possibles. Le premier est consacré à l'étude des cylindres fixés (ou statiques), le deuxième étudie le phénomène dit de VIV (Vortex Induced Vibration) utilisé dans le cas d'un cylindre en fixation élastique, et le troisième est considéré comme la plus importante dans le développement des performances aérodynamiques des véhicules (aérien, terrestre, et navale). On utilise, dans ce dernier, différentes techniques de contrôles. Ainsi le premier auteur à étudier l'écoulement en introduisant la technique de contrôle est L. Prandtl avec l'invention de la notion de la couche limite, en se basant sur la succion du fluide à la surface de l'obstacle. En 1904, il publia à ce sujet un article intitulé « On fluid motion with very small friction » (mouvement d'un fluide à très faible nombre de Reynolds). Par la suite J. Flatt (1961) cité par H. Oualli [47] a donné une définition au contrôle de la couche limite dans un milieu confiné par : « le contrôle de couche limite concerne tout mécanisme ou procédé induisant un nouveau comportement de la couche limite différent du cas de l'évolution naturelle du fluide sur une surface plane et lisse ». Cette définition peut être également étendue aux cas des écoulements cisailés.

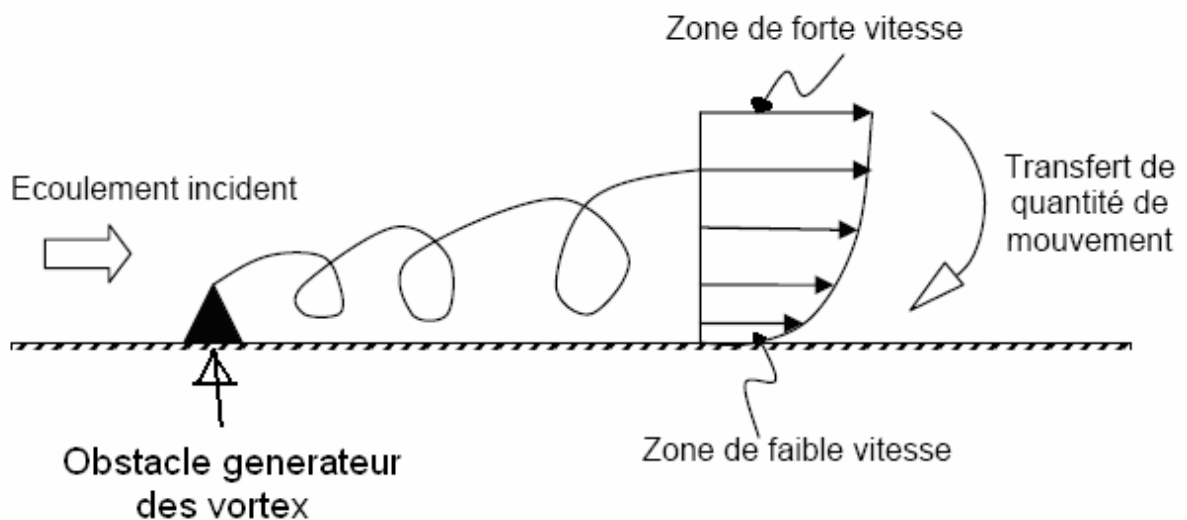
A travers ces techniques de contrôles, on économise des milliards de dollars en termes de fuel, et par conséquent cela nous conduit à une forte protection de l'environnement en réduisant ainsi le taux de la pollution avec l'apparition des procédés industrielle compétitifs [22].

Dans ce contexte, nous allons dans ce qui suit faire une brève description sur quelques techniques de contrôle utilisées dans les recherches récentes selon deux grands domaines : contrôles passifs et actifs.

### **1) *Systèmes de contrôle passif :***

Les systèmes de contrôle passifs prennent la forme d'un dispositif géométrique plus ou moins discret que l'on ajoute au cylindre. Ces solutions peuvent se décliner selon deux groupes, et sont classées par rapport à leurs mécanismes de contrôle. L'obstacle peut ainsi être placé au voisinage d'un point de décollement, en amont de celui-ci, pour assurer un transfert d'énergie de l'écoulement principal vers la couche limite de proche paroi, afin de repousser le décollement. Il peut également servir à profiler la géométrie et à éviter la formation des structures tourbillonnaires qui apparaissent généralement sur la partie arrière du véhicule.

Pour cela, on utilise des obstacles de petites dimensions sur la paroi, en amont d'une zone de décollement afin d'apporter localement de l'énergie à la couche limite de façon à éviter ou à repousser le décollement de celle-ci. L'idée consiste à créer localement un tourbillon qui favorise les échanges de quantité de mouvement au sein de la couche limite. Ainsi, de la quantité de mouvement prélevée dans la partie externe de la couche limite, où les vitesses sont de l'ordre de la vitesse infinie amont, le transfert est acheminé par le tourbillon en direction de la paroi, où les vitesses sont au contraire très faibles par adhérence à la paroi. Cet échange de quantité de mouvement permet à la couche limite d'équilibrer plus longtemps, le gradient de pression longitudinal adverse responsable du décollement (Fig.I.6). Les générateurs de vortex sont ainsi placés en amont du point de décollement naturel de l'écoulement.



**Fig.I.6 Principe de fonctionnement d'un générateur de vortex**

## 2) *Système de contrôles actifs*

Les systèmes de contrôles actifs permettent d'introduire de l'énergie dans l'écoulement, sous la forme de quantité de mouvement de façon à modifier la structure du mouvement. Cet apport de quantité de mouvement permet, en particulier, de retarder le développement de la couche limite et de repousser son décollement. L'énergie nécessaire est fournie par une source extérieure à l'écoulement à partir d'une source électrique, mécanique ou thermique.

Nous pouvons citer, à titre d'exemple, relevant de la technique de contrôle des écoulements notamment les travaux de Griffin et Votaw (1972) [24], Griffin et Ramberg (1976) [25], etc.... Ces auteurs ont étudié les dimensions d'un sillage et le

mécanisme d'émission tourbillonnaire sous l'effet des oscillations longitudinale et transversale. Ainsi, Ongoren et Rockwell (1988) [45] ont étudié l'effet de l'oscillation et de translation d'un cylindre sur le sillage proche. En particulier, Taneda (1963) [62] utilise la rotation du cylindre en translation comme technique de contrôle de l'écoulement. Tandis que Koumoutsakos et Léonard (1995) [33] ont employé le procédé de succion et d'injection du fluide sur la surface du cylindre qui permet d'effectuer le contrôle du shedding (mécanisme d'émission des structures). Hanchi et Askoviç (1998) [28] ont établi théoriquement que la succion et l'injection du fluide sont équivalentes à un mouvement pulsé du cylindre (réduction et augmentation sinusoïdale du diamètre respectivement). Par la suite, H. Oualli et A. Bouabdellah (2001) [47] ont procédé à la validation expérimentale des résultats précédents.

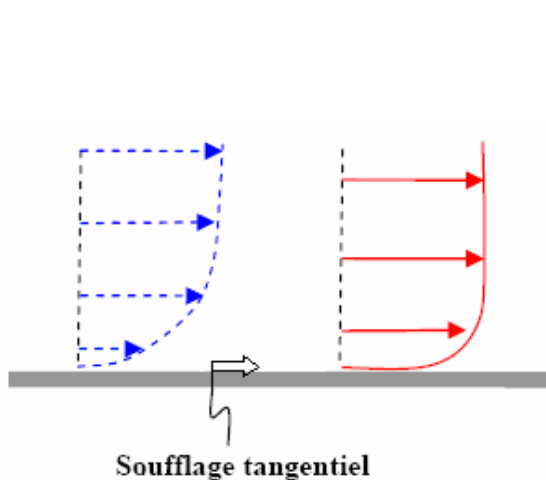
Dans le but de justifier l'équivalence entre ces deux processus de contrôle, le procédé de succion-injection et le procédé de déformation radiale pulsée du cylindre, nous allons donner un aperçu sur la technique de contrôle de la couche limite par soufflage et aspiration.

#### **Contrôle par soufflage :**

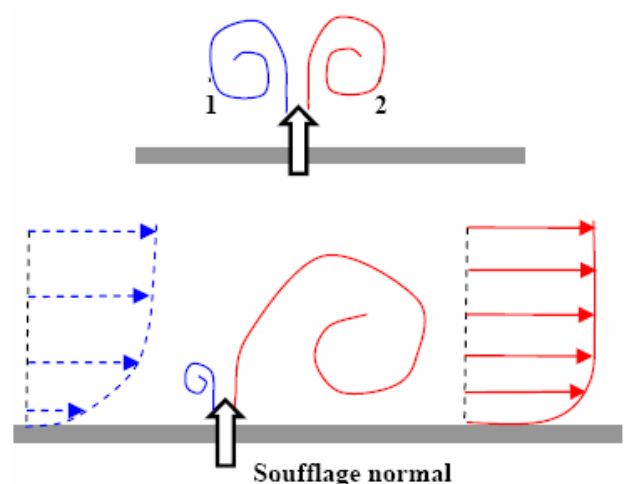
La technique de contrôle par soufflage continu consiste à injecter de la quantité de mouvement, et donc de l'énergie, dans l'écoulement, au voisinage très proche de la paroi.

1° cas : le jet peut être tangential, auquel cas la quantité de mouvement longitudinale est directement injectée au niveau de la paroi (Figure I.7).

2° cas : le liquide peut être également dirigé normalement à la paroi (Figure I.8).



**Fig.I.7 : Mécanisme de soufflage**



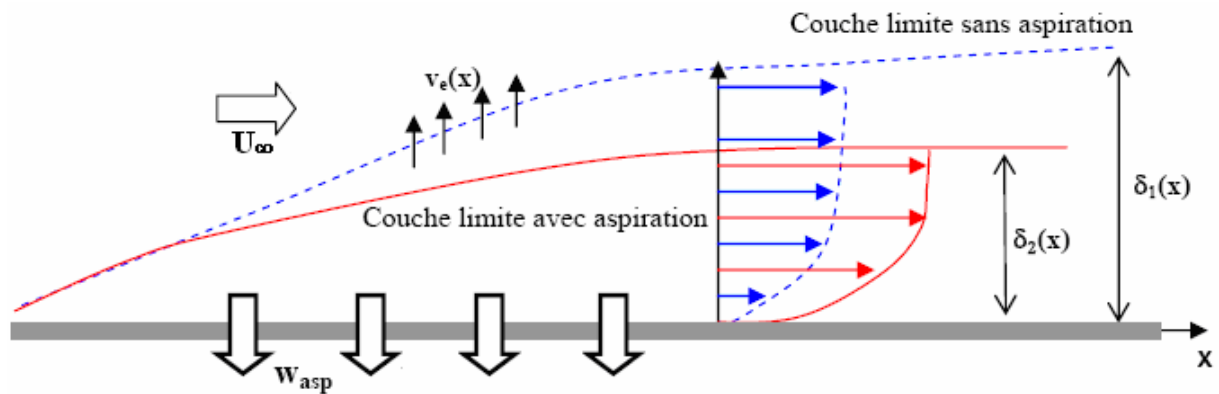
**Fig.I.8 : Mécanisme de soufflage**

### **tangentiel normal**

Dans ce cas, la couche de cisaillement qui se développe au niveau de l'orifice de sortie dégénère en deux vortex contrarotatifs (1) et (2) (Figure I.8). La présence de l'écoulement principal, tangent à la paroi, élimine ou réduit le développement du tourbillonnaire (1). Au contraire, le tourbillon (2) se développe et permet d'améliorer le mélange au sein de la couche limite en prélevant de la quantité de mouvement dans les zones de grandes vitesses (au niveau de la couche externe de la couche limite) et en la réinjectant vers la région proche de la paroi (Figure I.7). Dans les deux cas (jet tangentiel ou normal à la paroi), le soufflage permet d'injecter de la quantité de mouvement dans la couche limite, et de compenser le gradient longitudinal de pression qui contribue au décollement de celle-ci. Par conséquent, le soufflage permet ainsi de repousser le décollement vers l'aval. Des résultats significatifs ont été obtenus dans diverses géométries d'expérimentation, selon un modèle de type laboratoire.

### ***Contrôle par aspiration***

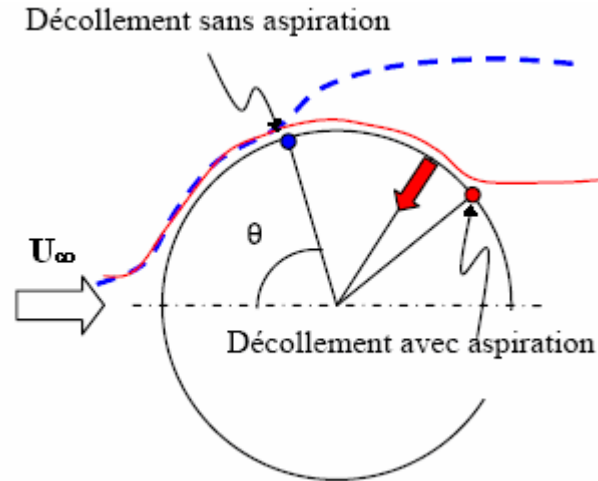
L'aspiration de la couche limite est un phénomène déjà bien connu des expérimentateurs. Elle est en effet utilisée dans les souffleries afin d'éviter la formation d'une couche limite sur le plancher, qui pourrait fausser la validité des résultats. La diffusion de la vorticité transversale, au sein de couche limite implique l'existence d'une composante verticale de vitesse, dirigée vers la couche externe de la couche limite [26] ( $U_e(x)$  sur la Figure I.9), qui entraîne l'épaississement relatif de celle-ci. Cet épaississement se traduit par un ralentissement de l'écoulement dans la couche limite. Dans certains cas elle peut déclencher un décollement de sorte que la quantité de mouvement ne permet plus de contrer le gradient de pression adverse. Dès lors, il y a lieu de trouver le moyen de s'opposer à l'épaississement naturel de la couche limite, par exemple, en appliquant une aspiration pariétale. Dans cet ordre d'idée la composante normale  $w_{asp}$  (Figure I.9) de la vitesse d'aspiration s'oppose alors à la composante  $v_e$  et retarde l'épaississement de la couche limite tel que  $\delta_2(x) < \delta_1(x)$ , (Figure I.9) où  $\delta_1$  et  $\delta_2$  désignent respectivement l'épaisseur de la couche limite avec et sans aspiration. Dans ce contexte, il s'agit d'accélérer l'écoulement afin de mieux résister au gradient adverse de pression. Par conséquent, l'aspiration permet ainsi de retarder le décollement.



**Fig.I.9 : Principe de fonctionnement d'aspiration de la couche limite**

On note que la plupart des travaux traitants du contrôle par aspiration s'intéressent à l'écoulement autour de géométries classiques de type plan et cylindre [08], [22]. Ainsi, Bourgois *et al.* [08] ont pu étudier l'écoulement autour d'un cylindre de diamètre  $D=5.10^{-2}$  m et de longueur  $L=10^{-1}$  m, en travaillant avec la vitesse de l'écoulement incident ( $V_0=30$  m.s<sup>-1</sup>) correspondant à un nombre de Reynolds de  $Re=10^5$ . Afin de s'affranchir des effets de transition laminaire, turbulente de la couche limite, la transition est déclenchée grâce à des scies d'aéromodélisme placées à la position azimutale  $\theta=30^\circ$ . Des visualisations pariétales permettent de déterminer le point de décollement qui intervient vers une position azimutale  $\theta=86^\circ$ . L'aspiration est alors appliquée selon une fente d'épaisseur  $e=0,8.10^{-3}$  m placée à  $\theta_f=112^\circ$  ayant pour conséquence de repousser le décollement à  $\theta=120^\circ$  (voir figure I.10). Le gain en traînée associée est de l'ordre de 30%. Des résultats similaires sont obtenus numériquement par Fournier *et al.* [21] dans la même géométrie. Une aspiration localisée à  $\theta=112^\circ$  conduit à repousser le point de décollement à  $\theta=120^\circ$  et entraîne alors une réduction de traînée de l'ordre de 26%.

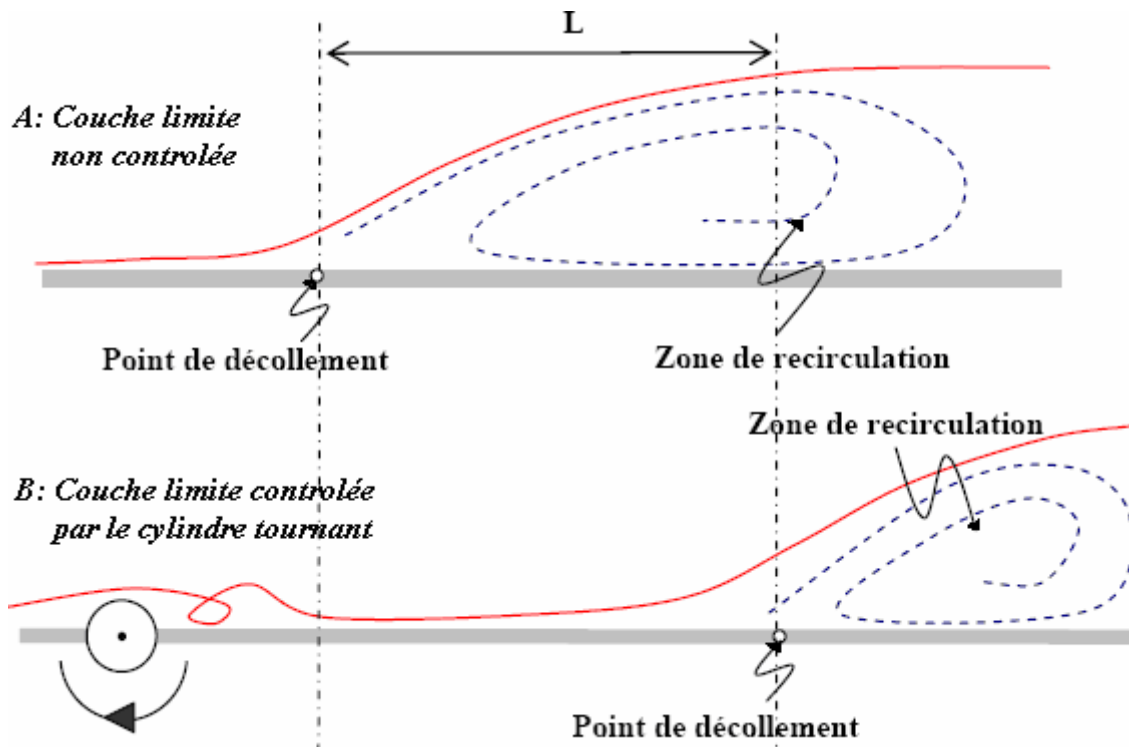
Les précédentes études expérimentales font état d'une chute de traînée due à la transition laminaire-turbulent de la couche limite pour un Reynolds de  $45.10^5$ . L'écoulement décolle alors naturellement aux environs de la position azimutale  $\theta=120^\circ$ . Ces résultats suggèrent que l'aspiration, placée sur un cylindre pour une position azimutale  $\theta < 120^\circ$ , permet de recoller la couche limite en déclenchant la turbulence.



**Fig.I.10 : Schématisation du phénomène d'aspiration sur le décollement autour d'un cylindre**

### *Contrôle de la séparation par un cylindre tournant*

A la base des techniques de contrôles actifs générés par des parois mobiles, on utilise des cylindres tournants [39] placés au niveau d'un point de décollement. Ainsi, les cylindres permettent, de part leur rotation, d'accélérer localement le fluide à la paroi et d'apporter le complément nécessaire à la quantité de mouvement à l'écoulement.

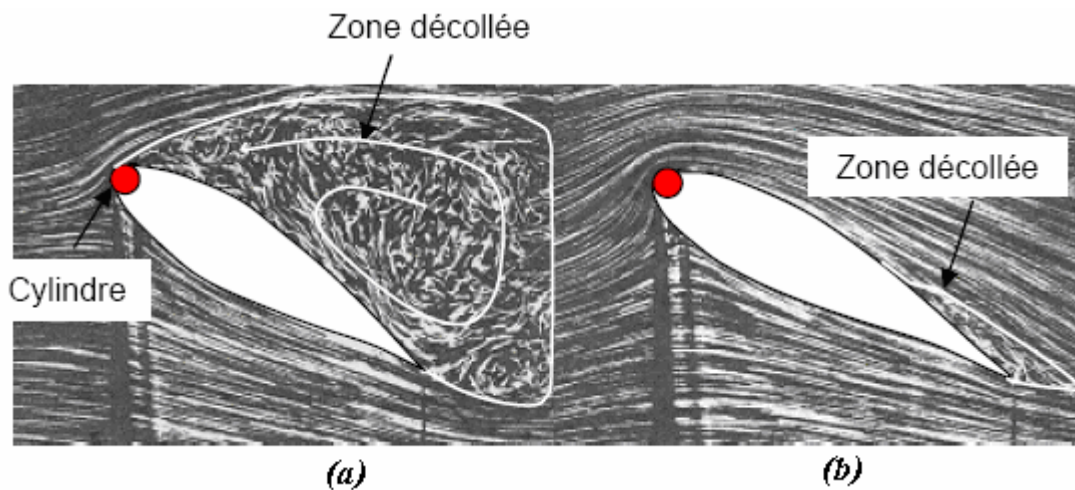


**Fig.I.11 : Principe de fonctionnement des cylindres tournants**

On observe que la couche limite s'amincit sous l'effet de cet apport d'énergie et donc résiste mieux au gradient de pression adverse. Le décollement est alors repoussé

(figure I.11). Dans ce type de procédé, l'action des cylindres tournants s'apparente à celles des générateurs de vortex.

Modi *et al* [39] utilisent les cylindres tournants sur un profil d'aile, au niveau du bord d'attaque, à une incidence de  $25^\circ$ , pour laquelle l'écoulement est complètement décollé sur l'extrados (voir figure I.12(a)). Dans cette configuration, l'objectif est de réénergétiser la couche limite. La rotation des cylindres permet de repousser le décollement depuis le bord d'attaque vers le bord de fuite et d'éliminer la zone décollée sur l'extrados (Figure I.12(b)). La traînée aérodynamique est alors réduite de 40% pour  $U_c=4U_\infty$ , où  $U_\infty$  représente la vitesse infinie amont de l'écoulement et  $U_c$  la vitesse à la surface du cylindre ( $U_c=\Omega.R$ , avec  $\Omega$  la vitesse de rotation et  $R$  le rayon du cylindre).

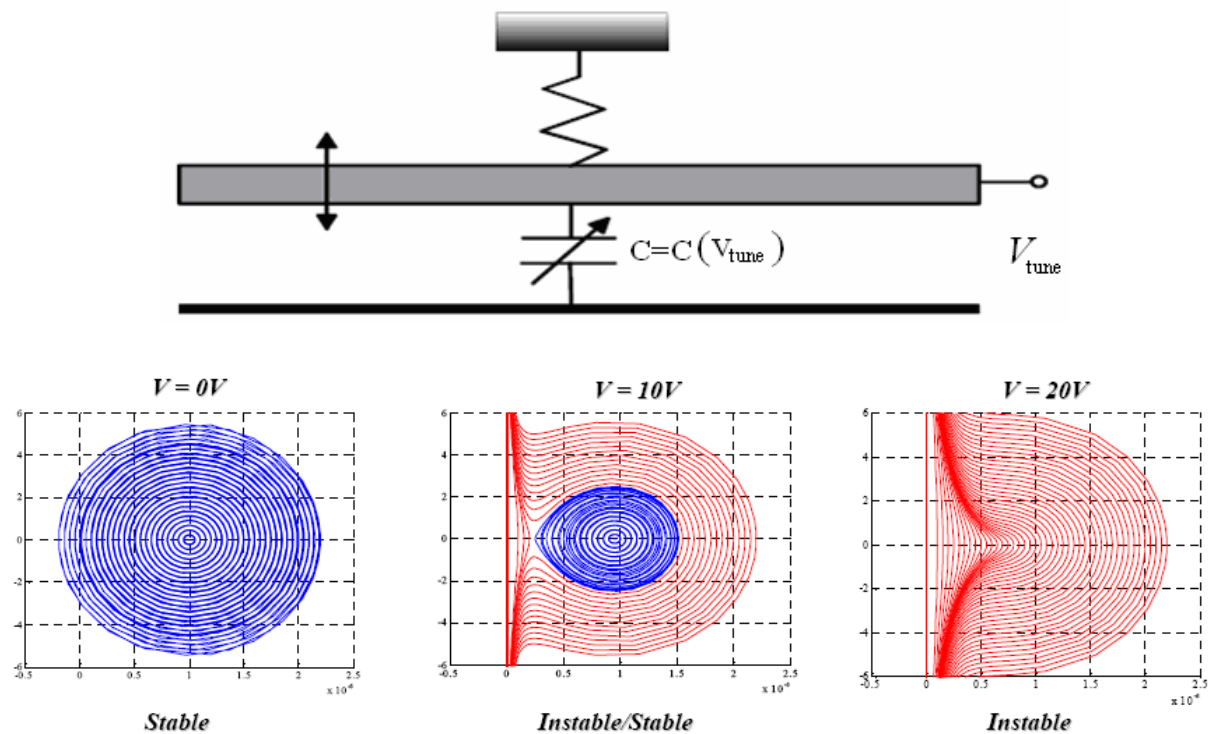


**Fig.I.12:Contrôle de décollement de la couche limite sur une aile par un cylindre tournant.**

- (a) visualisation de l'écoulement autour d'une aile équipée d'un cylindre sans rotation,**  
**(b) visualisation de l'écoulement autour d'une aile équipée d'un cylindre tournant à la vitesse  $R\Omega_c=4U_\infty$  pour une incidence de  $25^\circ$  et  $Re=4.10^4$ , d'après Modi et al [39].**

Les techniques de contrôle basées sur l'utilisation de parois mobiles permettent de modifier significativement les performances aérodynamiques d'un véhicule, et d'obtenir des gains de traînée considérables. L'état actuel des connaissances sur ce sujet ne permet, cependant, pas de répondre aux problématiques déjà rencontrées dans le cadre du contrôle passif. Les systèmes de contrôle sont encombrants et la mise en mouvement des parois posent de sérieux problèmes d'architecture. Des études supplémentaires sont nécessaires afin de pouvoir répondre à ces contraintes de manière

satisfaisante. Les futurs travaux devraient ainsi être axés sur la minimisation des systèmes de contrôle, tout en s'efforçant de conserver leur performance, afin de faciliter leur intégration sur des véhicules réels. A cet effet, le recours à la micro-mécanique constitue une perspective intéressante. Des systèmes microscopiques de contrôle, les MEMS (pour **M**icro **E**lectro **M**echanical **S**ystems) en cours d'élaboration et de développement (figure I.13), pourraient à moyen terme s'avérer particulièrement intéressant pour l'aviation et l'industrie automobile. Une étude plus complète sur ce type d'actionneurs a été proposée notamment par Gad-El-Hak [22], Leclerc *et al.* [35], Breuer [09], Ho *et al* [32].



**Fig.I.13 : Problème de référence d'un couplage électro-mécanique**

L'étude d'un problème de référence permet de comprendre l'effet des forces électriques sur la structure. Il s'agit d'un condensateur dont la plaque supérieure est retenue par un ressort. Une différence de potentiel est appliquée entre les deux électrodes et des forces électriques apparaissent et ont tendance à rapprocher les deux électrodes.

Une étude unidimensionnelle permet de comprendre le comportement dynamique du problème couplé et d'identifier le phénomène de pull-in : tension à partir de laquelle la force électrique devient tellement importante que les deux plaques se collent. L'existence du phénomène peut être mise en évidence par l'analyse du diagramme de phase (vitesse/déplacement). Lorsqu' aucune force électrique n'est appliquée sur

l'électrode, le système est totalement stable (en bleu). Dès qu'une différence de potentiel est appliquée aux bornes des électrodes, une zone d'instabilité (en rouge) apparaît. Au-delà de la tension de pull-in, il n'existe plus de zone stable et les électrodes entrent directement en contact.

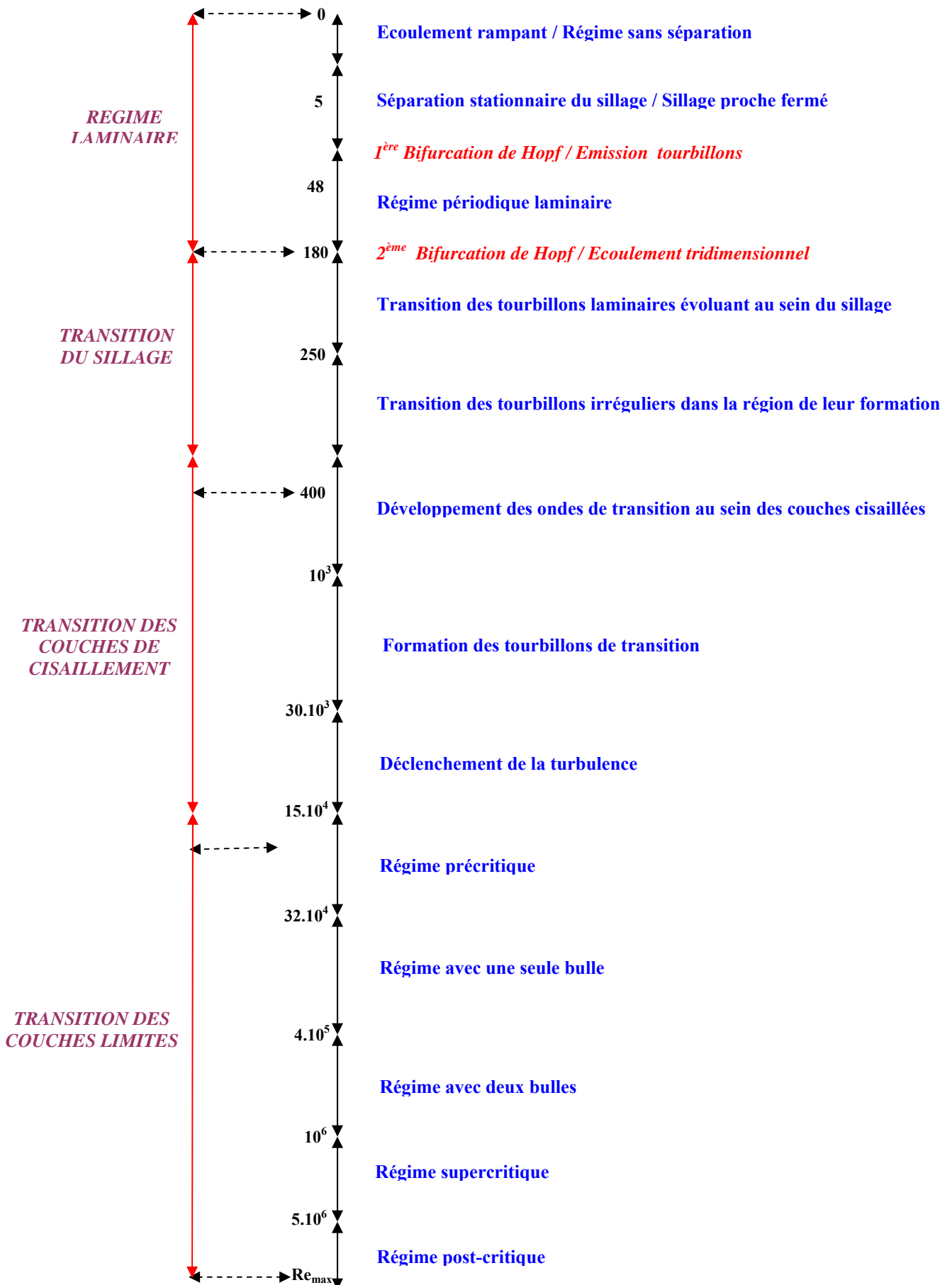
## V. REGIMES D'ÉCOULEMENT AUTOUR D'UN CYLINDRE CIRCULAIRE

Au faible nombre de Mach défini par le rapport de vitesse  $\mathbf{Ma} = \frac{U_\infty}{V_s} < 0,3$ , où  $U_\infty$  et  $V_s$  sont respectivement vitesse de l'écoulement infini et vitesse du son (300m/s), l'écoulement d'un fluide considéré incompressible et subsonique obéit aux équations de Navier-Stokes. Ces équations adimensionnées au moyen d'une échelle de vitesse  $U_\infty$  et d'une échelle de longueur  $D$  montrent que l'écoulement dépend du nombre de Reynolds et des conditions aux limites et initiales. L'écoulement autour d'un cylindre circulaire est représenté, ici, pour des conditions aux limites telles que la surface du cylindre est la plus lisse possible; l'écoulement incident s'étend alors sur de grandes dimensions par rapport au cylindre et est le moins turbulent possible. Dans ces conditions, le mouvement autour du cylindre dépend uniquement du nombre de Reynolds défini comme suit :

$$\mathbf{Re} = \frac{U_\infty D}{\nu}$$

Où  $U_\infty$  est la vitesse en amont,  $D$  étant le diamètre du cylindre et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide considéré. Le nombre de Reynolds caractérise le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses.

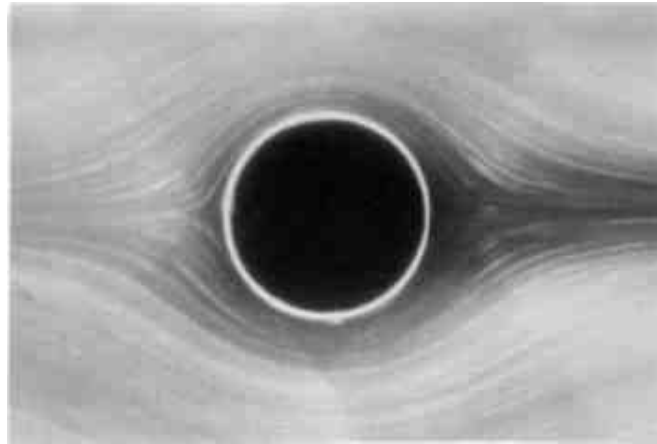
On recense de très nombreuses études expérimentales effectuées par différents auteurs notamment (Crausse [18], puis Roshko [57], Roshko [58], Bloor [07], Gerrard [23], Bearman [03], puis Williamson [70], Williamson [72], Prasad and Williamson [54], entre autre) et numériques (Braza [10], Braza [11], Braza et al. [12], Braza et al. [13], Persillon [50], Persillon and Braza [51], Ma et al. [36,]). Ils ont mis en évidence les différents régimes d'écoulement observés en fonction du nombre de Reynolds. Pour une revue détaillée de ces différents régimes, et l'influence des conditions aux limites sur l'écoulement, on suggère de se référer aux travaux de Zdravkovich [73, 74]. Nous présenterons dans ce qui suit, les principales étapes caractéristiques du mouvement en fonction du nombre de Reynolds.



**Fig.I.14 : Principaux régimes de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire, D'après H. Oualli [47]**

***a- Ecoulement rampant******a- Ecoulement rampant***

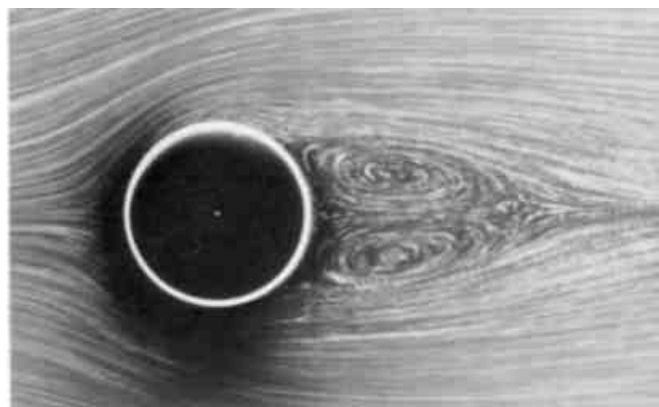
Pour  $Re < 5$ , l'écoulement est dit rampant. Les forces de viscosité sont prépondérantes et le fluide reste 'attaché' au cylindre ; il n'y a alors pas de décollement. L'écoulement est symétrique par rapport à l'axe central du courant (axe longitudinal) et également entre l'amont et l'aval (figure I.15).



**Fig I.15: Ecoulement rampant à  $Re = 0.16$ . Visualisation de S. Taneda D'après Van Dyke [67]**

***b- Régime stationnaire décollé***

Pour  $5 < Re < 48$ , les forces d'inertie augmentent et empêchent la couche limite de rester attachée au cylindre. On observe alors 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 I.16).



**Fig. I.16 : Ecoulement stationnaire décollé à  $Re = 26$ . Visualisation S. Taneda D'après Van Dyke [67]**

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  $l_c$ .

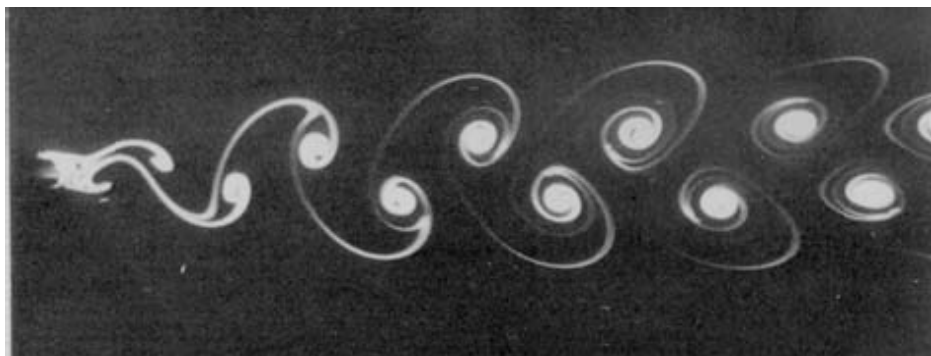
### ***C- Régime laminaire instationnaire 2D***

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. Ils se détachent du cylindre alternativement et sont convectés dans le sillage pour former l'allée tourbillonnaire de Von Kármán (figure I.17). Cette instabilité absolue est de nature bidimensionnelle et est caractérisée par une périodicité fortement prononcée. Ainsi, le spectre associé à la vitesse, ou à la pression en un point de l'écoulement, présente un pic important coïncidant avec la fréquence du lâcher tourbillonnaire. Cette fréquence  $f_s$  adimensionnée par la vitesse de l'écoulement  $U_\infty$  et le diamètre du

cylindre  $D$ , définit le nombre de Strouhal :

$$St = \frac{f_s D}{U_\infty}$$

Dans la pratique, cette fréquence adimensionnelle augmente avec le nombre de Reynolds.



**Fig. I.17 : Ecoulement instationnaire 2D à  $Re = 105$ . Visualisation**

**S. Taneda D'après Van Dyke [67]**

La moyenne temporelle de l'écoulement restitue un écoulement symétrique par rapport à l'axe longitudinal similaire au régime précédent avec deux tourbillons attachés au cylindre. La longueur de recirculation peut alors être définie comme l'abscisse du lieu où la vitesse moyenne longitudinale est nulle sur l'axe. Cette longueur augmente aussi avec le nombre de Reynolds.

*Paramètres sensibles*

A ce stade, il convient de définir différents paramètres qui caractérisent l'écoulement. En particulier, nous avons déjà vu le nombre de Strouhal  $St$ , qui définit la fréquence adimensionnée du lâcher tourbillonnaire.

Un autre paramètre important est la position du point de décollement repérée par l'angle  $\theta_d$ .

Le sillage proche (zone proximale) est caractérisé par la longueur de formation  $L_f$ . Différents auteurs ont utilisé plusieurs définitions de cette longueur. Noca et al. [41] ont regroupé ces définitions. On distingue principalement la longueur de recirculation  $l_c$  laquelle, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, est définie comme étant l'abscisse du point où la vitesse longitudinale est nulle sur l'axe arrière. Egalement, d'autres auteurs ont utilisé les maxima des valeurs rms des fluctuations de vitesse longitudinale ou transversale. Noca et al. [41] ont montré que les définitions de ces trois longueurs sont très proches pour un nombre de Reynolds bien déterminé. On distingue également, parmi les paramètres caractéristiques de l'écoulement, la pression pariétale moyenne sur le cylindre et en particulier le coefficient moyen de pression à la section aval du cylindre définie à  $180^\circ$  du point d'arrêt amont:

$$C_{pb} = \frac{P_{180^\circ} - P_s}{\frac{1}{2} \rho U^2}$$

Ce coefficient  $C_{pb}$  est généralement présenté comme étant le coefficient de succion, par lequel on évalue l'attraction du cylindre sur les tourbillons formés loin de ce dernier. Différents auteurs introduisent également la valeur rms associée à ce coefficient.

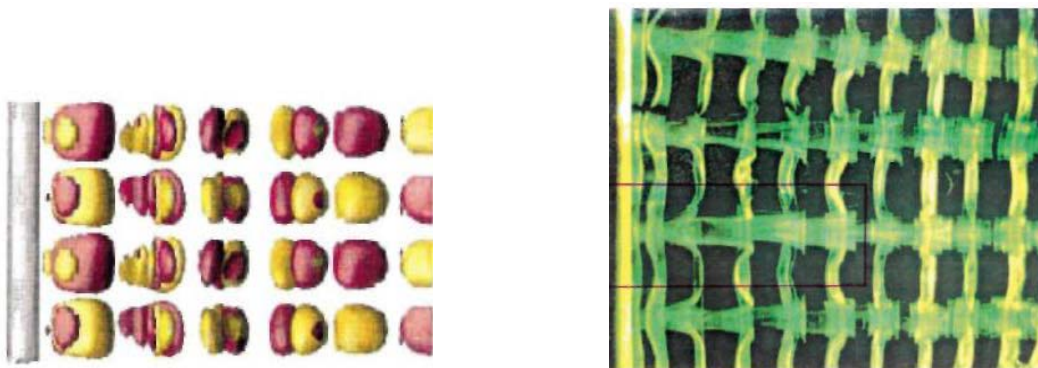
Pour caractériser les forces exercées par le fluide sur le cylindre, on distingue, le coefficient de traînée qui est la composante selon la direction de l'écoulement adimensionnée qui rend compte de l'effet de la résistance de l'air sur le cylindre; le coefficient de portance est la composante perpendiculaire à l'écoulement incident. Ces deux composantes résultent respectivement des actions de la pression pariétale et du frottement visqueux sur le cylindre par intégration sur sa surface. Du fait des symétries de la configuration, le coefficient moyen de portance est nul. En général, on s'intéresse

essentiellement aux paramètres liés aux coefficients de traînée et la valeur rms associée au coefficient de portance

#### ***d- Régime laminaire instationnaire 3D***

Dans l'intervalle  $180 < Re < 300$ , l'écoulement a tendance à devenir tridimensionnel. On observe une ondulation des rouleaux de Von Karman selon l'envergure du cylindre et la naissance de tourbillons longitudinaux. Si l'on considère la longueur d'onde dans le sens de l'envergure de l'ondulation des rouleaux, on distingue deux modes (A) et (B).

Le domaine d'existence du mode (A), s'étend dans l'intervalle du nombre de compris entre 180-190 et 250-260, et se caractérise par une longueur d'onde de l'ordre de 3-4 diamètres. Cette ondulation des rouleaux primaires associée à la formation d'une paire de vortex contrarotatives évoluant longitudinalement est disposée régulièrement entre les rouleaux primaires (figure I.18).



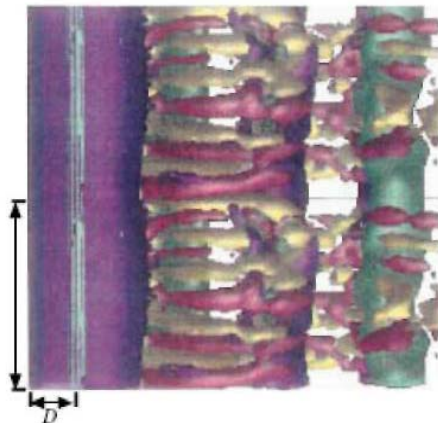
**(a) Vorticité longitudinale calculée par DNS d'après Persillon and Braza [51]**

**(b) Visualisation du mode A d'après Williamson [71]**

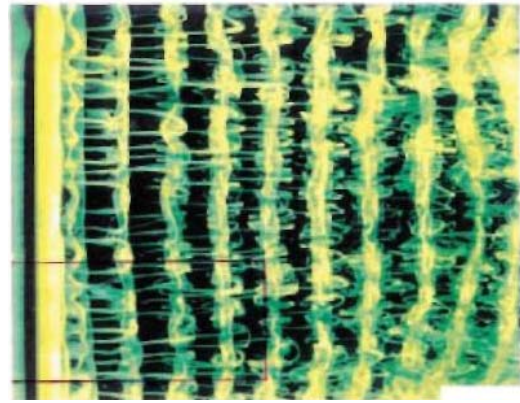
**Fig. I.18 : Mode A**

Le mode B est caractérisé par une ondulation de rouleaux primaires de plus petite longueur d'onde (de l'ordre de 1 diamètre). Egalement, les tourbillons longitudinaux sont plus fins et relient les rouleaux primaires entre eux (figure I.19).

En considérant l'évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds (figure I.20), deux discontinuités associées à ces modes sont observées. Au début du mode A vers  $Re \sim 160-190$ , le nombre de Strouhal passe de  $\sim 0.19$  en régime bidimensionnel à  $\sim 0.18$  en régime tridimensionnel. Williamson [69] par voie expérimentale, puis Persillon [50], Persillon and Braza [51] et Allain [02] par voie numérique, ont montré que cette discontinuité présente un phénomène d'hystérésis qui



(a) visualisation DNS. D'après Persillon and Braza [51]



(b) visualisation du mode B d'après Williamson [71]

**Fig. I.19 : mode B**

est en fonction du nombre de Reynolds. De plus, le mode (A) résulte de l'amplification d'une instabilité elliptique. La seconde discontinuité, associée à l'entrée dans le mode (B), se situe autour  $Re \sim 230 - 260$ . Le nombre de Strouhal passe alors de  $\sim 0.19$  à  $\sim 0.20$ . Williamson [72] ont observé que cette transition s'effectue de façon graduelle et que les tourbillons longitudinaux se forment suite à une déformation de la zone de faible rotationnel, déstabilisée par les tourbillons du mode (A). Cette seconde discontinuité a été obtenue numériquement par Persillon and Braza [51] et Allain [02]. En utilisant le modèle de Ginzburg-Landau régissant la loi d'évolution de l'amplitude, Allain [02] a montré que cette instabilité est de nature supercritique. Comme on le constate sur la figure I.20, les simulations numériques 2D prédisent un nombre de Strouhal  $St$  supérieur à celui de l'écoulement 3D prolongeant ainsi la courbe obtenue à  $Re \leq 180$ .

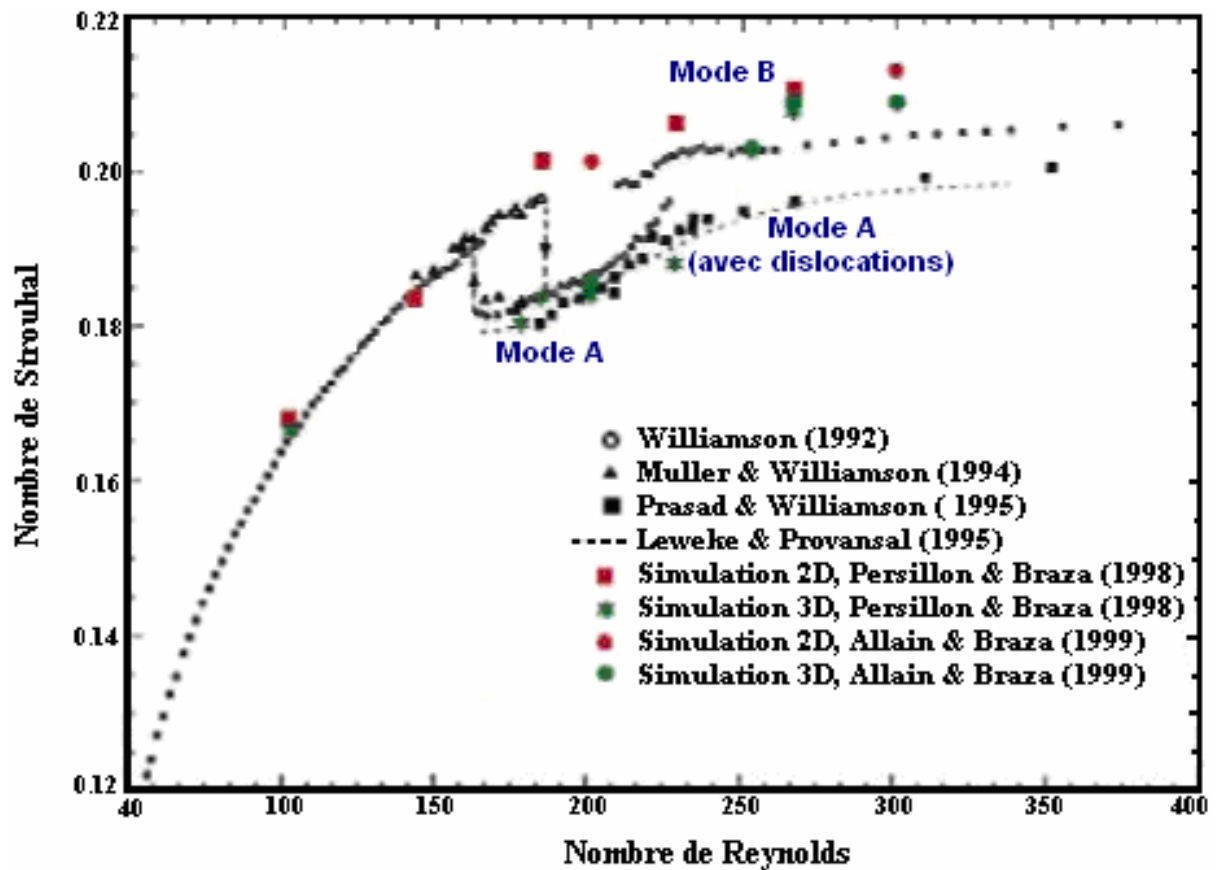


Fig. I.20 : Evolution du nombre de Strouhal  $St$  en fonction du nombre de Reynolds  $Re$ .

Pour des nombres de Reynolds proches du mode (B), on observe également l'apparition du phénomène de dislocations des tourbillons primaires qui marquent le début de la transition vers la turbulence (figure I.21). Ce phénomène qui a été observé expérimentalement par Williamson [72] et numériquement par Persillon and Braza [51], Allain [02] et Braza et al. [13], est caractérisé par une rupture locale d'un rouleau primaire qui vient s'ajouter au rouleau suivant. Le déclenchement d'une dislocation est associé à de fortes variations de vitesse et à une diminution notable du nombre de Strouhal  $St$ . Ce phénomène qui apparaît de façon naturel, ne présente pas de périodicité particulière et peut être considéré comme une première étape caractérisant la transition vers la turbulence.

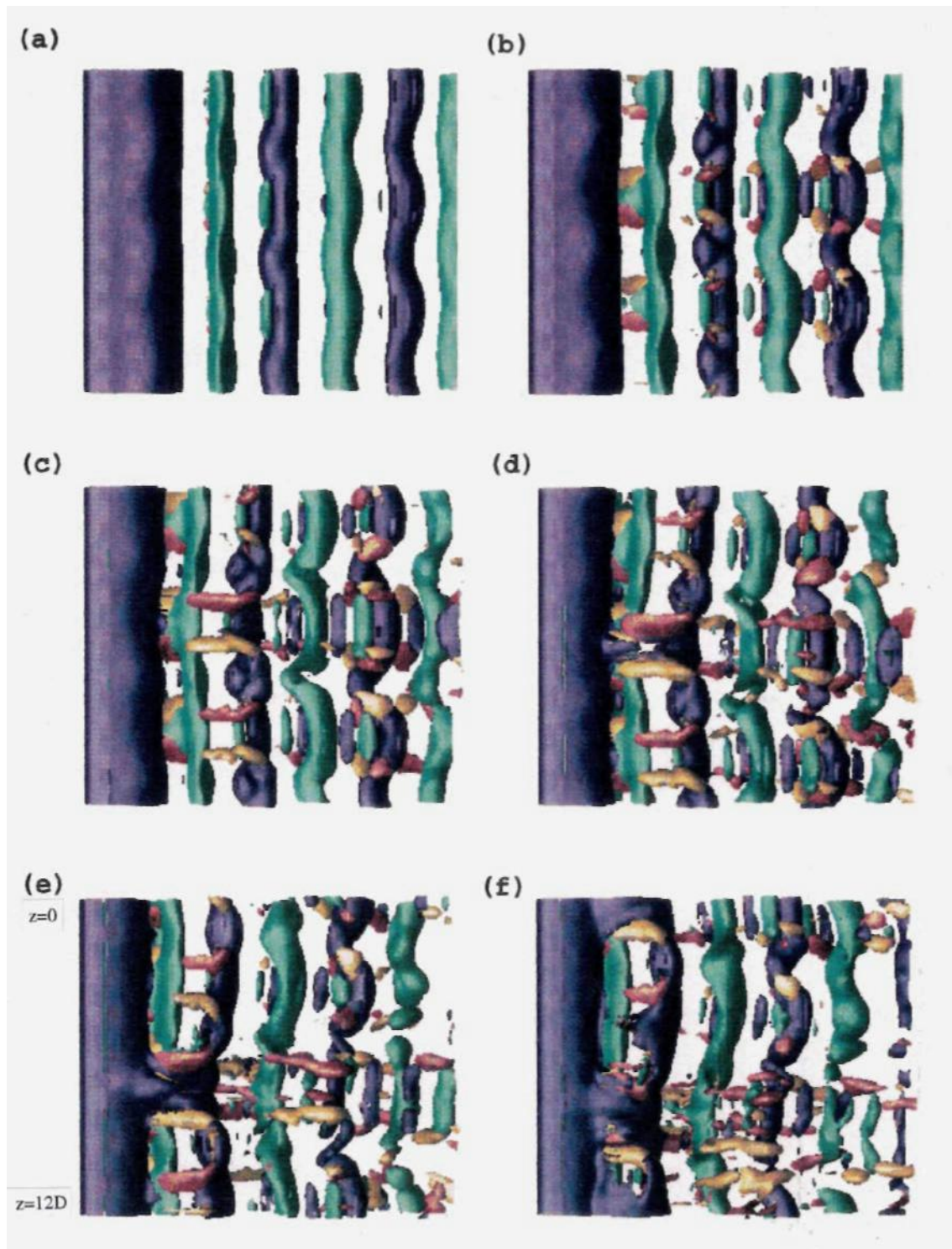


Fig. I.21 : Phénomène de dislocation à  $Re=220$ , d'après Braza et al. [12]

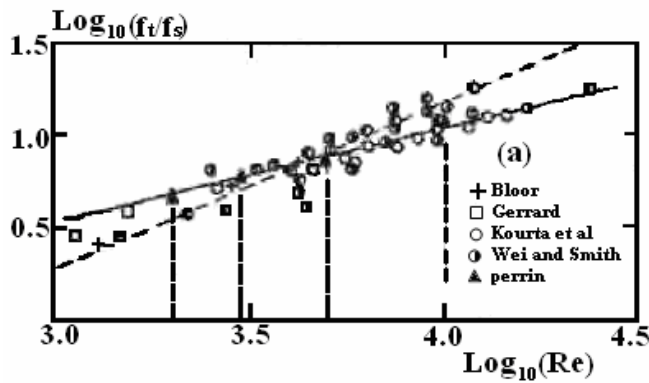
*e- Régime sous-critique*

Concernant le domaine  $300 < Re < 2.10^5 - 2.10^6$ , le sillage est turbulent et le régime est appelé sous-critique. Dans ce régime, le sillage est pleinement turbulent et le point de transition dans la couche cisailée se déplace vers l'amont si le nombre de Reynolds augmente jusqu'à rejoindre le point de décollement à l'entrée liée au régime critique.

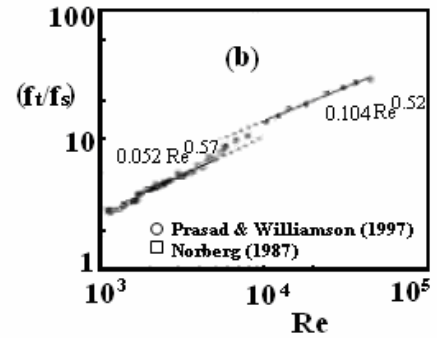
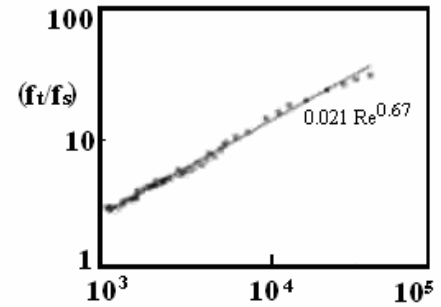
A faible nombre de Reynolds, le cisaillement important dans la zone décollée, entraîne le développement d'une instabilité de type Kelvin-Helmholtz. Celle-ci s'amplifie lorsque le nombre de Reynolds augmente et donne naissance aux petits tourbillons dans la zone de mélange à partir de  $Re \sim 2600$  qui vont interagir avec les tourbillons primaires. La fréquence  $f_t$  associée à cette instabilité, en relation avec la fréquence de Strouhal, a fait l'objet de nombreuses études. Ainsi Bloor [07] a introduit la relation suivante:

$$\frac{f_t}{f_s} = 0.095 Re^{0.5}$$

Cette expression entre les deux fréquences  $f_t$  et  $f_s$  a été remise en question par Wei and Smith [68] qui ont proposé une loi en  $Re^{0.87}$ . Kourta et al. [34] ont retrouvé la loi en  $Re^{0.5}$  par des mesures au fil chaud. La (figure I.22a) regroupe l'ensemble des évolutions. Par la suite, Prasad and Williamson [54] ont proposé une loi en  $Re^{0.67}$  et ont insisté sur le fait que les résultats sont très dépendants des plaques de garde apposées aux extrémités du cylindre dans les études expérimentales (problème des conditions de bord et limite de l'écoulement). Récemment, Thompson and Hourigan [63] ont collecté différentes valeurs de ce rapport entre les deux fréquences obtenues par différents auteurs et proposent une autre interprétation en considérant deux régimes différents selon le nombre de Reynolds. En considérant les valeurs mesurées pour  $1500 < Re < 5000$ , puis séparément celle pour  $10000 < Re < 50000$ , ils trouvent que des lois d'évolution en  $Re^{0.57}$  et  $Re^{0.52}$  respectivement sont en bon agrément avec les valeurs collectées, pour chaque régime considéré. Cependant, on note que la pente est plus élevée si l'on considère l'ensemble des nombres de Reynolds de  $10^3$  à  $10^5$  (figure I.22b). Ils justifient cette séparation par les changements importants des variations des caractéristiques de l'écoulement dans les deux intervalles de  $Re$  envisagés.



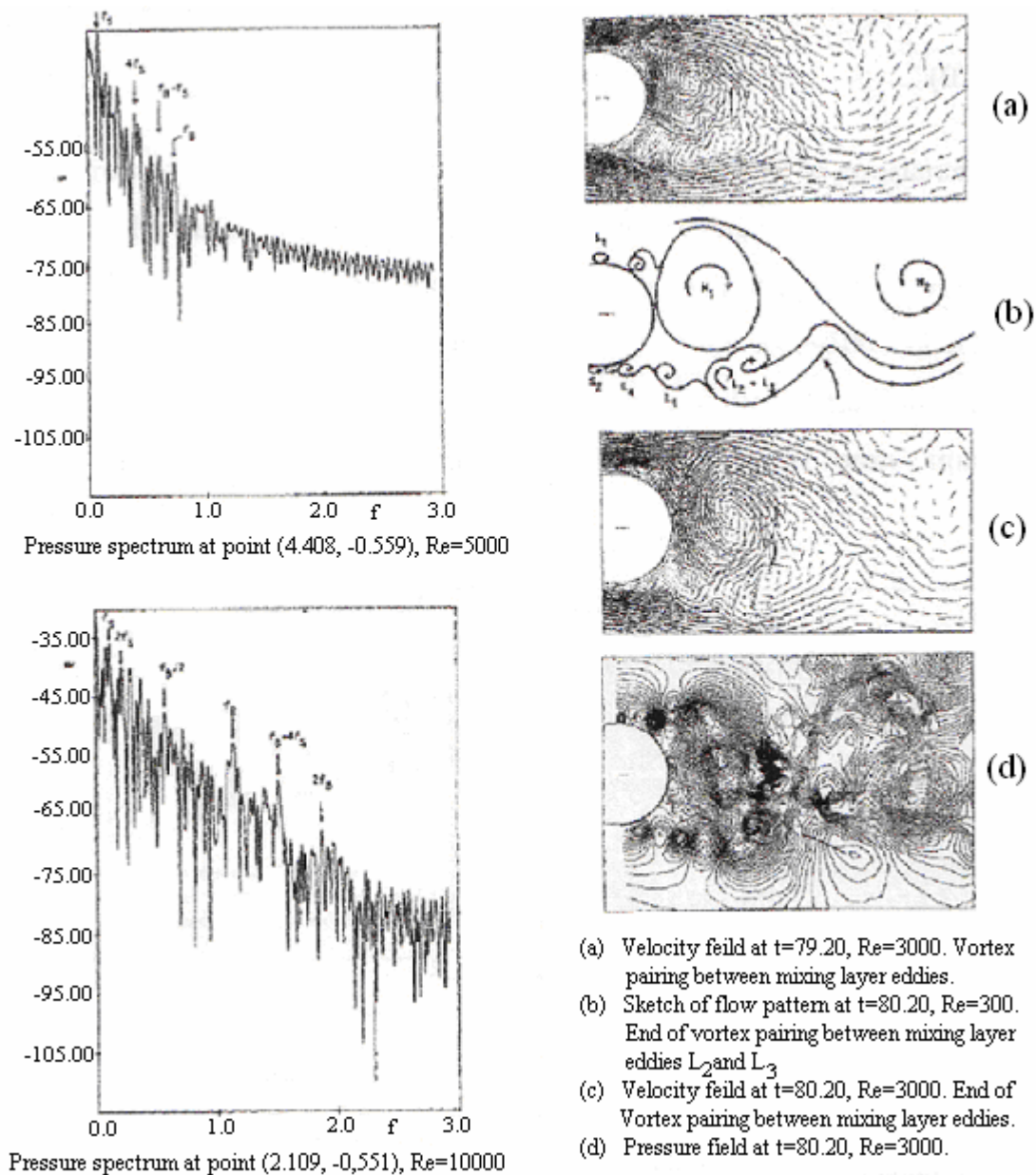
(a) D'après Braza et al [12]



(b) D'après Tompson and Horigon [62]

**Fig.I.22 : rapport fréquentiel en fonction de Re**

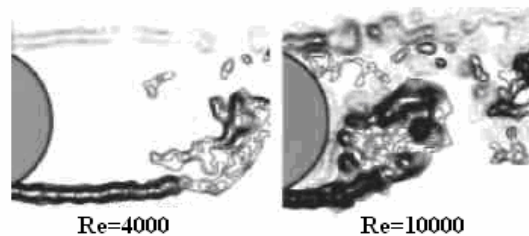
Pour des nombres de Reynolds de 2000 à 16000, Kourta et al. [34] ont observé que les tourbillons de Von Karman ne se forment pas directement à l'arrière du cylindre, mais au delà d'une zone de fluide morte et que celle-ci diminue quand le nombre de Reynolds augmente. Les fréquences  $f_t$  et  $f_s$  étant de même ordre de grandeur, de fortes interactions non-linéaires entre les tourbillons de zone de mélange et les tourbillons de Von Karman (entre autre des appariements) donnent naissance à des fréquences multiples liées aux fréquences fondamentales  $mf_s \pm nf_t$ . Numériquement, Braza et al. [11, 12] ont montré que cette instabilité des zones de mélange est de nature bidimensionnelle et ont observé ces interactions par voie d'analyse spectrale (figure I.23).



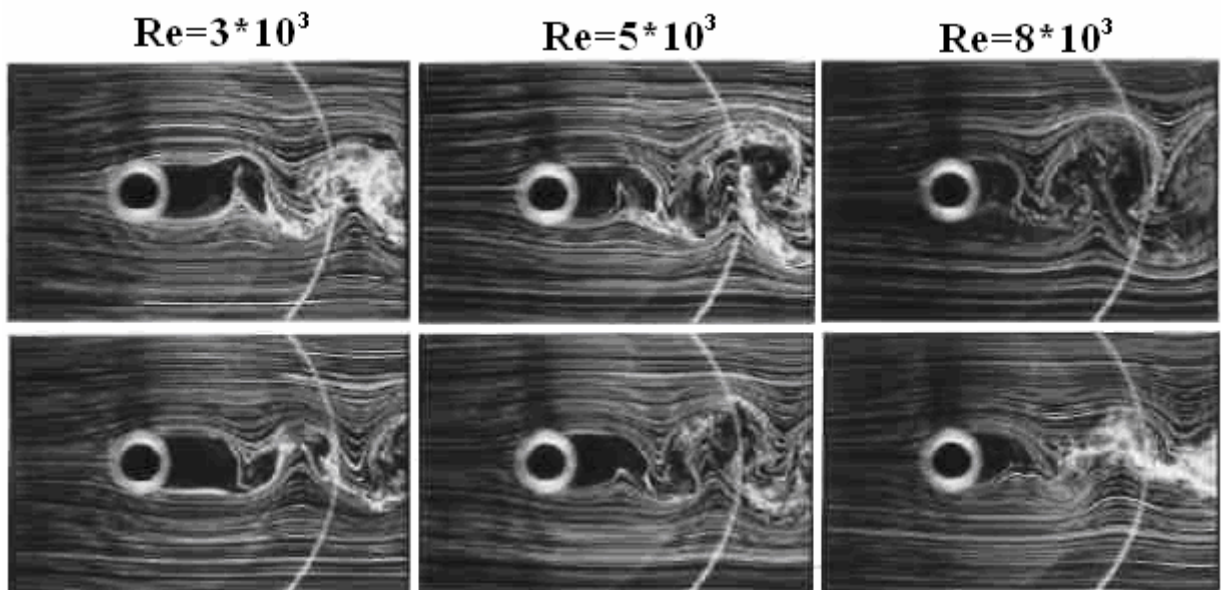
**Fig. I.23 : Interaction non linéaire entre les tourbillons de von Karman et les tourbillons de zones de mélange d'après Braza et al. [12]**

Lorsque le nombre de Reynolds augmente, la zone de fluide morte diminue, les tourbillons se forment plus proche du cylindre et la longueur de formation diminue. Les mesures PIV effectuées par Thompson and Hourigan [63] dans le sillage proche confirment, dans ce sens, les visualisations de Kourta et al. [34] et celles de Norberg [42] (figure I.24). Cette tendance est observée à travers les variations de la longueur de formation de tourbillon collectées par Norberg [43] (figure I.25a). La longueur de formation diminue, de  $\sim 2.3$  à  $\sim 1.3$  entre  $Re \sim 1500$  et  $Re \sim 15000$ . Simultanément, le coefficient de succion  $-C_{pb}$  augmente (figure I.25b). Bearman [04] a montré qu'une relation simple pouvait être établie entre le coefficient de succion et la longueur de formation défini par :

Norberg [43] a effectué des mesures lui permettant d'évaluer  $\ell_f = 1.8$  pour des nombres de Reynolds inférieurs à 7500, il trouve  $\ell_f = 1.6$  pour les nombres de Reynolds supérieurs et jusqu'à la fin du régime sous-critique. Comme l'ont signalé Thompson and Hourigan [63], l'augmentation du coefficient de succion est très importante entre  $Re \sim 5000$  et  $Re \sim 15000$ . Ceci justifie le fait de considérer séparément le régime où la formation de l'allée tourbillonnaire qui s'effectue derrière une zone de fluide morte, du régime, où l'allée tourbillonnaire se forme immédiatement en aval du cylindre.

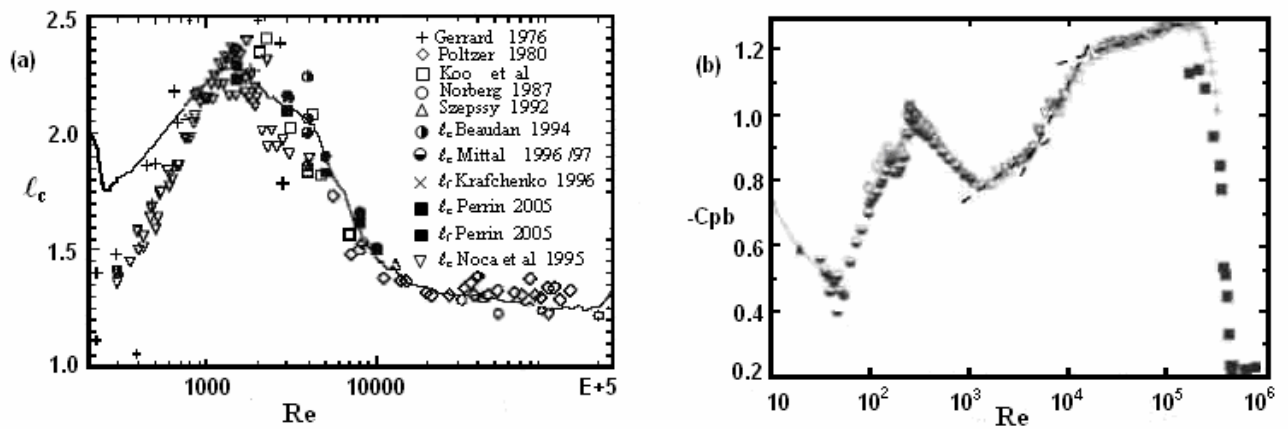


(a) Mesures effectuées par PIV d'après Thompson and Hourigan [63]



(b) Visualisations tiré de Norberg [42]

Fig. I.24 : Diminution de la région de formation des tourbillons entre  $Re \sim 1500$  et  $Re \sim 10000$



(a) longueur de formation tiré de Norberg [42]

(b) coefficient de succion  $-C_{pb}$  tiré de Norberge [42]

Fig. I.25 : diminution de la région de formation entre  $Re \sim 1500$  et  $Re \sim 10000$

Le coefficient de traînée  $C_D$  qui décroît jusqu'à  $\sim 1.2$  à  $Re \sim 1000$  semble rester constant jusqu'à l'entrée dans le régime critique (figure I.26). De plus, l'angle de décollement qui décroît jusqu'à  $\theta_d = 80^\circ$  à  $Re \sim 1000$  ne varie pas de façon notable jusqu'au début du régime critique.

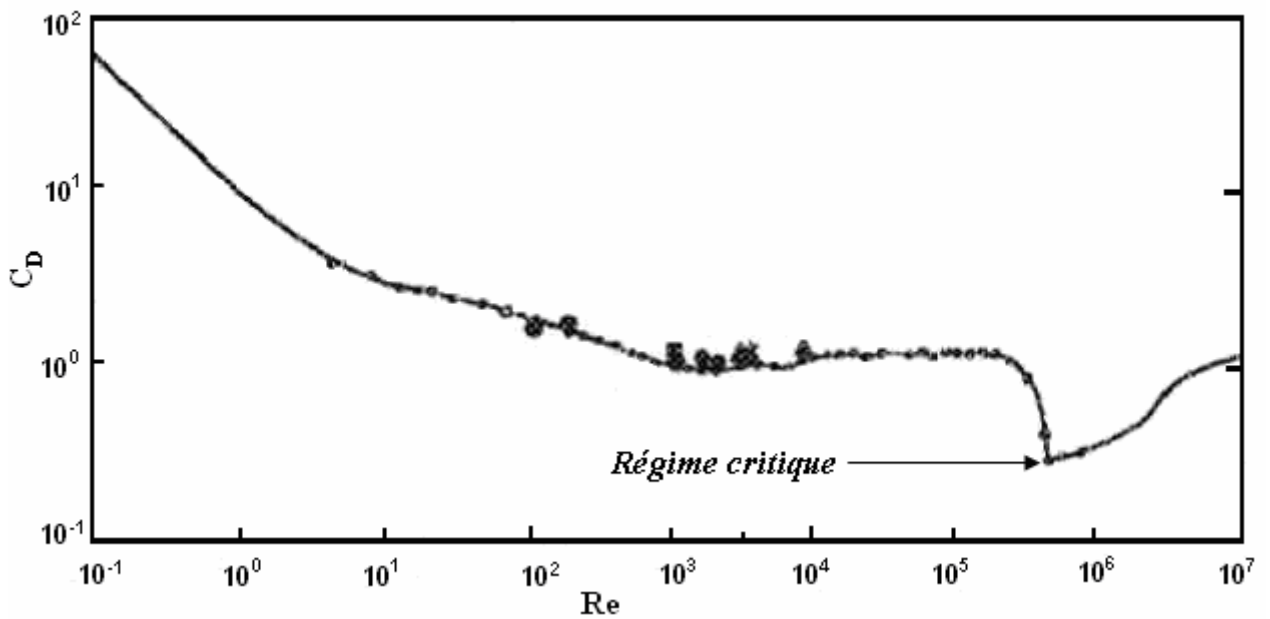
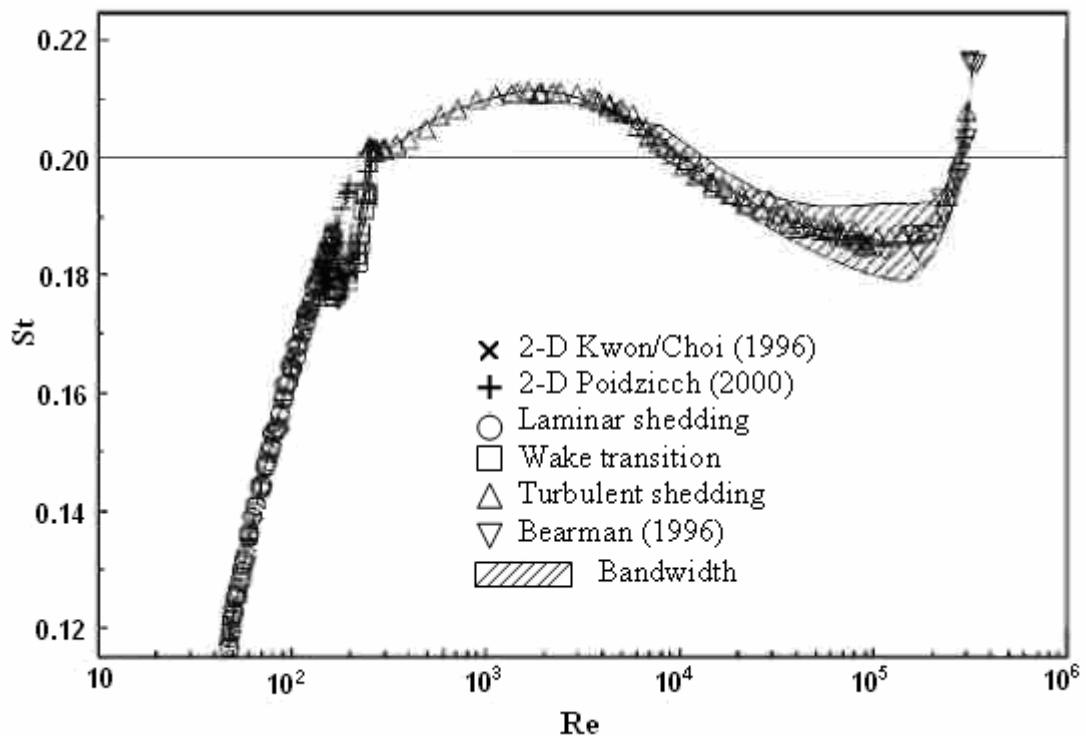


Fig. I.26 : Coefficient de traînée  $C_D$  en fonction du nombre de Reynolds  $Re$   
D'après Braza et al. [13]

Le nombre de Strouhal qui augmente jusqu'à  $St = 0.21$  à  $Re = 1000$ , décroît sensiblement entre 0.18 et 0.19 à l'entrée du régime critique Norberg [42], (figure I.27). Cette décroissance semble la plus importante correspondant aux nombres de Reynolds où le coefficient de succion augmente de manière importante et la longueur de recirculation diminue. Pour des nombres de Reynolds proches de 15000, en régime

critique, la pente de  $St$  en fonction de  $Re$  est beaucoup moins importante. Une observation importante est faite par Norberg [42] qui a mesuré la largeur à -3dB du pic de Strouhal sur les spectres de fluctuations de vitesse. En effet, la largeur de bande augmente brusquement à  $Re \sim 5000$ , puis croît continûment jusqu'au régime critique. Cette augmentation de la largeur du pic, qui marque une irrégularité croissante du lâcher tourbillonnaire, est, selon Norberg [42], très sensible aux conditions aux limites de l'écoulement; elle dépend de l'intensité turbulente de l'écoulement incident et du facteur d'aspect géométrique.



**Fig.I.27 : Nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds.**

**D'après Norberg [44]**

### *f- Régime critique*

Ce régime est atteint lorsque le point de transition qui remonte vers l'amont au cours du régime sous-critique, rejoint le point de décollement. La valeur de ce nombre de Reynolds critique, varie de façon importante selon les différentes études expérimentales considérées (entre  $10^5$  et  $10^6$ ), du fait de la grande sensibilité de l'écoulement aux conditions aux limites et aux conditions initiales de l'écoulement (intensité turbulente de l'écoulement incident, rapport d'allongement et extrémités du cylindre, coefficient de blocage lié aux dimensions du milieu confiné qui contient le

cylindre, rugosité du cylindre,...). Le régime critique est caractérisé par la transition turbulente de la couche limite avant le décollement. Le point de décollement se déplace alors soudainement vers l'aval (autour de  $\theta_d \sim 140^\circ$ ). Les tourbillons de Von Kármán se dégradent et disparaissent à la fin du régime critique. En conséquence, la dépression en aval du cylindre est moins importante et le coefficient de traînée subit une décroissance brutale.

Le début de ce régime est marqué par une distribution symétrique de la pression moyenne sur le cylindre et par une diminution progressive du coefficient de traînée et du lâcher tourbillonnaire, qui s'accompagne de la non-uniformité de celui-ci selon l'envergure du cylindre et la valeur du nombre de Reynolds. En augmentant le nombre de Reynolds, des fluctuations importantes de l'écoulement apparaissent à des échelles de temps plus larges que celles du lâcher tourbillonnaire, lesquelles sont associées à des rattachements instationnaires et asymétriques des couches limites. Celle-ci apparaissant indifféremment d'un côté ou de l'autre du cylindre, entraînant des distributions de pression asymétriques caractérisées par des valeurs non négligeables du coefficient de portance (Achenbach [01], Bearman [05], Richter and Naudascher [55], Farrell and Blessmann [20], Schewe [59], Schewe [60], Higuchi et al. [31]).

### *g- Régime supercritique*

Pour des nombres de Reynolds supérieurs à  $2 \cdot 10^6$ , le régime est nommé par Roshko [58] régime supercritique. La couche limite devient turbulente. Cet auteur a observé alors la réapparition de l'allée tourbillonnaire à une fréquence de Strouhal plus élevée pouvant atteindre  $St \sim 0.4$ .

## **VI. DEVELOPPEMENT DU COEFFICIENT DE SUCCION ( $-C_{pb}$ ) EN FONCTION DU NOMBRE DE REYNOLDS**

L'étude de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire apparaît comme un problème classique qui n'est pas encore compris dans tous ses détails même après plusieurs décennies de recherches. Ici, nous nous concentrons davantage sur le phénomène le plus important, à savoir la variation du coefficient de pression à la section avale du cylindre  $-C_{pb}$  appelé coefficient de suction.

De tels écoulements révèlent des phénomènes intéressants. Ils se composent de trois écoulements cisailés fondamentaux, à savoir, une couche limite, des couches de cisaillements séparées et un sillage.

Une manière appropriée de caractériser les différents modes apparaissant dans des écoulements de cylindre est de se reporter à la figure I.28 qui trace le bas coefficient de pression (pris au fond du cylindre) en fonction du nombre de Reynolds. Cette figure est prise de Bearman [06]. Le bas coefficient de pression est noté dans le paragraphe précédent par  $C_{pb}$ , ou  $-C_{pb}$  en tant que coefficient de suction.

#### ***a- Régime laminaire régulier ( $Re < 49$ )***

Ce régime s'étale jusqu'au point A sur la figure I.28. Le sillage entraîne l'existence d'une région de recirculation régulière formée par deux paires de vortex contrarotative. La longueur de recirculation augmente linéairement avec le nombre de Reynolds, correspondant à la diminution du coefficient de pression à l'aval du cylindre.

#### ***b- Régime de détachement laminaire de vortex***

L'allure de ce mode reproduite sur la figure I.28 va du point A jusqu'au point B, correspondant à un nombre de Reynolds qui varie de 49 jusqu'à une valeur de 140-194. Les valeurs du coefficient de pression à l'aval du cylindre subit une forte déviation par rapport au régime précédent. Au commencement, une instabilité se développe à partir de la région descendant de la bulle. Selon Monkewitz [40], le sillage devient absolument instable d'après une analyse locale de stabilité vers  $Re = 47$  coïncidant avec la fréquence caractéristique d'émission tourbillonnaire, de sorte que le nombre de Strouhal augmente avec le nombre de Reynolds. La longueur moyenne de recirculation est réduite et il y a une augmentation cohérente du coefficient de pression. La limite supérieure de ce régime a fait l'objet d'importantes études dans la littérature spécialisée. A partir de ce nombre de Reynolds  $Re=194$ , plusieurs auteurs ont remarqué le déclenchement d'une structure tri-dimensionnel dans le sillage.

#### ***c- régime de transition du sillage 3D***

Ce régime englobe la région entre les points B et C de la figure (I.28). Ce domaine d'écoulement met en évidence deux changements discontinus du bas coefficient de pression, à mesure que le nombre de Reynolds augmente. Au niveau de la première discontinuité ( $Re=180-194$ ), on observe la formation des paires de vortex évaluée par des lignes de courant. La taille de cette paire de vortex est environ 3-4 fois le diamètre du cylindre. C'est la prétendue instabilité du mode (A). Pour un nombre de

Reynolds plus élevé (230-250), l'écoulement transfère graduellement son énergie à partir du mode (A) vers le mode (B), qui est caractérisée par les mêmes vortex, mais avec une longueur d'onde d'environ un diamètre du cylindre. Dans les deux cas, on observe les modes (A) et (B) qui correspondent à une dislocation locale de phase le long de l'envergure.

#### **d- Désordre croissant dans les échelles fines 3D**

Vers les points C- D voir figure (I.28), on observe un désordre croissant dans les échelles fines 3D. Ceci donne lieu à une zone de circulation d'échelle plus grande et une diminution conséquente du bas coefficient de pression.

#### **e- Régime de transition de couche de cisaillement (D-E)**

Dans la gamme de valeurs du nombre de Reynolds correspondant à  $10^3$  à  $2.10^5$ , les valeurs du bas coefficient de pression augmentent davantage. Par contre, le nombre de Strouhal diminue graduellement et la région moyenne de recirculation devient réduite. La transition des couches de cisaillement vers la turbulence est générée par une instabilité de type Kelvin-Helmholtz, caractérisée par une perturbation bidimensionnel [12]. Le point de transition se déplace alors en amont à mesure que le nombre de Reynolds augmente. La Tri-dimensionnalité des vortex de Von Kármán commence alors à apparaître.

Il est important de noter que la gamme du nombre de Reynolds s'étalant jusqu' aux  $Re= 2.10^5$ , s'appelle gamme sous-critique puisque l'écoulement autour de la périphérie entière du cylindre est laminaire. On note que la transition vers la turbulence se produit seulement dans les couches de cisaillement séparées et dans le sillage.

#### **f- Régime de reattachement asymétrique (E-G)**

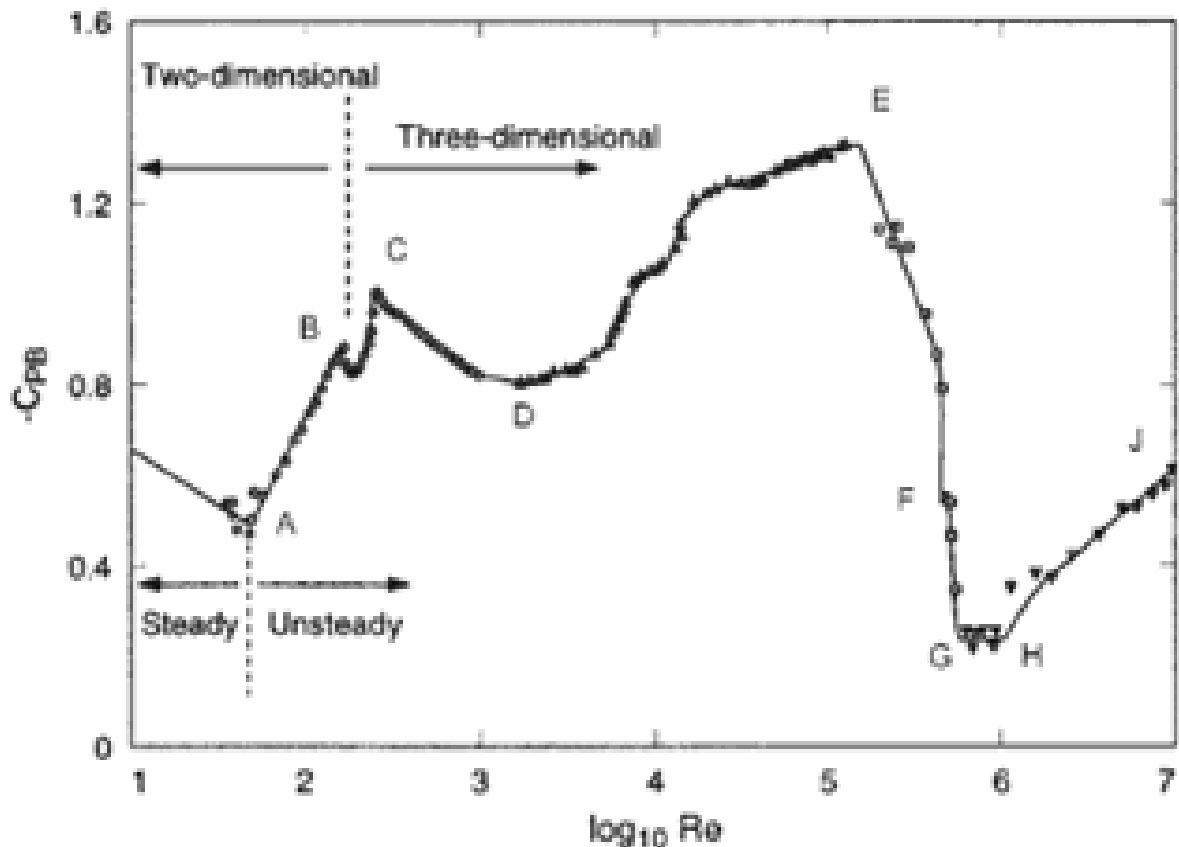
Ce régime correspond à un coefficient de pression et un coefficient de traînée qui semblent nettement réduits. Ceci est associé au réattachement de la couche limite qui se produit après la première séparation, et la séparation turbulente finale s'installe beaucoup plus loin. Ceci induit une largeur réduite du sillage, et par conséquent de la traînée réduite. Un phénomène intéressant intervient au point F de la (figure I.28) ; un rattachement sur seulement un côté du cylindre est observé entraînant ainsi une force de portance élevée.

***g- Reattachement symétrique ou régime supercritique (G-H)***

Dans ce régime, l'écoulement est symétrique comportant une bulle de separation-reattachement de chaque côté du cylindre. Le coefficient de pression atteint la plus petite valeur négative. L'écoulement devient alors très sensible aux perturbations. Des investigations expérimentales intéressantes dans cette région ont été réalisées par Schewe [60].

***h- Régime de transition de la couche limite ou régime critique (H-J)***

Après le déclenchement de la turbulence dans le sillage et les couches de cisaillement libres séparées, on atteint l'étape finale qui transite vers le régime critique de couche limite au niveau de la surface du cylindre lui-même. On constate que Le point de transition se déplace plus loin, en amont, à mesure que le nombre de Reynolds augmente.



**Fig. I.28 : Variation de  $C_{pb}$  dans une large gamme du nombre de Reynolds  $Re$**

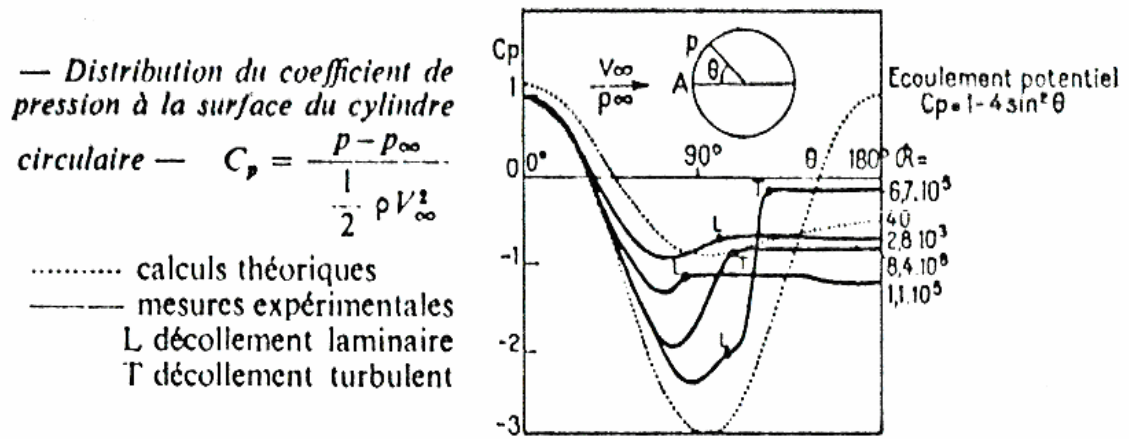
## **VII. DISTRIBUTION DE COEFFICIENT DE PRESSION A LA SURFACE DU CYLINDRE**

Une analyse détaillée sur le développement du coefficient de pression, en aval du cylindre, et du coefficient de succion a été faite précédemment, sur une large gamme

du nombre de Reynolds. On relève de très grandes variations de ce coefficient liées aux différents régimes d'écoulement observés. Par conséquent, ce coefficient dépend du phénomène produit sous l'effet des différents paramètres physiques, à savoir, l'influence de la viscosité du fluide, la vitesse de l'écoulement externe et le diamètre du cylindre qui figurent dans le nombre de Reynolds à travers l'importance relative du rapport des forces d'inertie par rapport aux forces visqueuses.

A ce stade, on a relevé plusieurs études récentes ayant pour but de contrôler le décollement de la couche limite ainsi que sa position à la surface du cylindre, les différents modes de détachement tourbillonnaire, l'évolution de la longueur d'onde et de l'amplitude de détachement successif des tourbillons dans le sillage. En outre, les grandeurs physiques qui dépendent directement des forces aérodynamiques indiquées précédemment (force de traînée, force de portance) induites par l'effet de la viscosité et de la pression sur le cylindre. Ainsi, on a pu recenser quelques travaux théoriques qui se basent sur la modélisation en fluide parfait utilisant la théorie des écoulements potentiels. A ce sujet on peut citer les travaux effectués par Comolet [17] et Schlishting [61] et les résultats numériques trouvés par S.Hanchi [28], qui ont évalué la contribution de la traînée de pression pouvant varier entre 70% et 80% de la traînée totale au voisinage du régime critique correspondant à un nombre de Reynolds  $Re$  s'étalant de  $10^5$  à  $10^6$  (fig. I.26)

La figure (I.29) donne une représentation assez détaillée de la distribution du coefficient de pression  $C_p$  autour du cylindre selon la valeur du nombre de  $Re$ . Elle permet de comparer les résultats expérimentaux avec les résultats théoriques. Ainsi on note à travers cette confrontation, un écart considérable dans la répartition de pression en un point de décollement, ainsi que la variation la plus notable de la dépression qui se produit en aval du cylindre pour différentes valeurs du nombre de Reynolds  $Re$ .

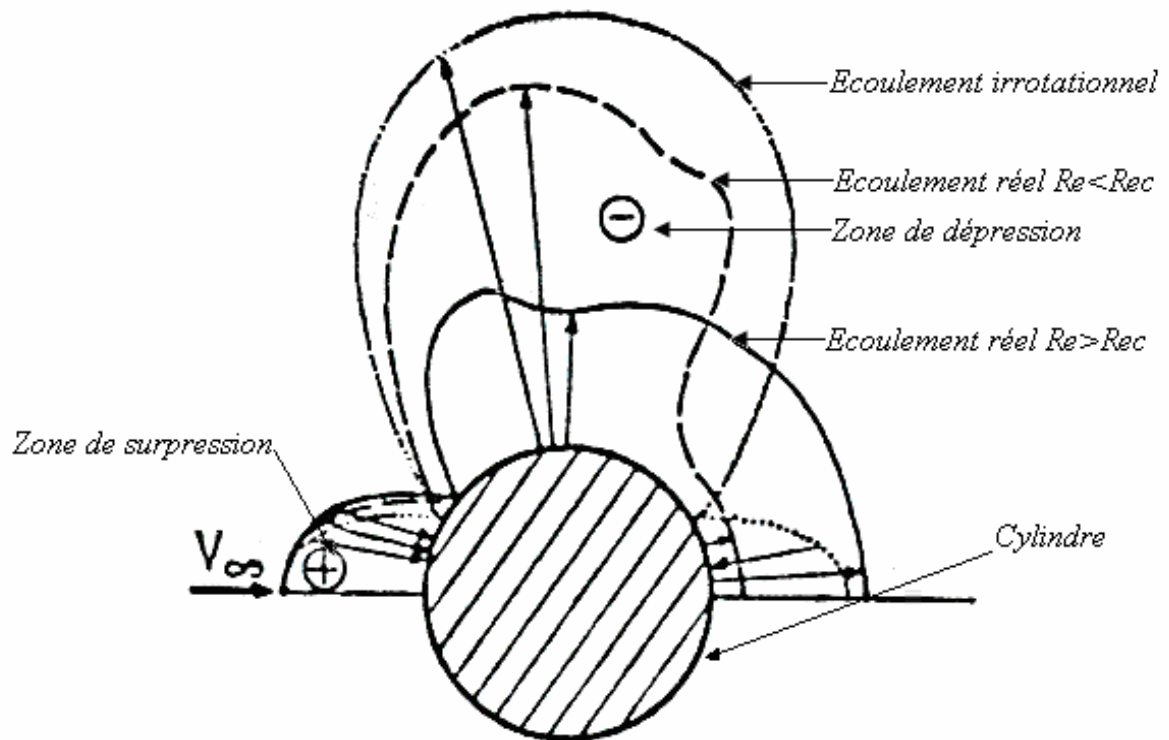


**Fig. I.29 : Distribution du coefficient de pression  $C_p$  en fonction de l'angle  $\theta$   
 D'après Comolet [17].**

La figure (I.30) représente l'évolution des forces de pression agissant sur un cylindre de révolution et d'allongement infini dans les trois cas suivants :

- 1°) Ecoulement d'un fluide parfait :  $C_D = C_{Df} = C_{Dp} = 0$  (Paradoxe de d'Alembert)
- 2°) Ecoulement réel  $R < R_c$  :  $C_D = 1,23$ .  $C_{Dp} = 1,09$ .  $C_{Df} = 0,14$
- 3°) Ecoulement réel  $R > R_c$  :  $C_D = 0,35$ .  $C_{Dp} = 0,19$ .  $C_{Df} = 0,16$

Nous déduisons alors que les coefficients de traînée de frottement  $C_{Df}$  sont sensiblement égaux dans les deux régimes, la différence des  $C_d$  apparaît surtout aux variations notables dans les répartitions des pressions (figure I.30). Ainsi les régions indiquées par le signe (-) correspondent à un domaine d'écoulement sous pression où ( $P(\theta) < P_\infty$ ) induisant un effet d'attraction du fluide en aval vers le cylindre. Les régions signalées par un signe (+) correspondent à un domaine d'écoulement en surpression ( $P(\theta) > P_\infty$ ), induisant un effet de répulsion du fluide par le cylindre.



**Fig. I.30 : Répartition des pressions autour d'un cylindre selon trois cas possibles (a, b, c)**

## VIII. CONCLUSION

Nous avons cité dans ce premier chapitre, de très importants phénomènes mis en évidence par des auteurs pionniers dans ce domaine d'étude des écoulements, ainsi que l'utilisation des différentes techniques de contrôles passives et actives réalisées dans le but de l'augmentation des performances des véhicules, par lesquelles on peut contrôler le point de séparation de la couche limite, à la surface des corps solides qui joue un rôle essentiel dans les comportements du coefficient de pression et des forces aérodynamique agissants à la surface des corps solides.

On a montré l'importance d'un tel écoulement qui réside dans sa simplicité et sa diversité enrichisse par ses différents régimes.

A la lumière de cette étude bibliographique, nos résultats seront développés en détail dans le quatrième chapitre.

## **FORMULATION DU PROBLEME**

---

### **I. INTRODUCTION**

Dans ce travail, nous considérons les équations de Navier Stokes régissant l'écoulement selon la formulation  $(\psi, \omega)$ , en considérant directement l'évolution du champ vectoriel de vorticité  $\tilde{\omega}$  dans les simulations par le code de calcul.

Cette formulation offre les avantages suivants par rapport aux autres techniques de résolution des équations de Navier-Stockes.

1°) Cette formulation comporte une équation et une inconnue en moins, ce qui implique un temps de calcul moins important.

2°) L'équation de continuité est vérifiée en tout point du maillage à partir de la définition de la fonction de courant elle-même.

3°) L'équation de Poisson, pour la fonction de courant correspond aux conditions aux limites de type Dirichlet. Ceci permet de réaliser une convergence plus rapide que

celle de l'équation de Poisson associée à la pression munie des conditions aux limites de type Neumann.

## II. HYPOTHESES DE TRAVAIL

Nous considérons l'air comme fluide d'écoulement d'une vitesse  $U_\infty$  en interaction avec le cylindre, cependant, les hypothèses de travail qu'on a associé à la modélisation mathématique et au développement numériques sont comme suit :

- ❖ L'écoulement subsonique avec un nombre de Mech  $M < 0.3$ , effectué dans un plan bidimensionnel en  $(r, \theta)$ .
- ❖ Le fluide Newtonien de masse volumique  $\rho = 1.21 \text{Kg/m}^3$ , et de viscosité cinématique  $\nu = 1.46 \cdot 10^{-5} \text{m}^2/\text{s}$ .
- ❖ La température du fluide constante dans tout le domaine d'écoulement  $T = T_0$ .
- ❖ Le nombre de Prandtl  $P_r = 0.7$

## III. EQUATION DE BASE (FORMULATION $(\psi, \omega)$ )

L'équation de Navier-Stokes pour un fluide incompressible s'écrit :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t_1} + (\vec{v} \overline{\text{grad}}) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \overline{\text{grad}} p + \nu \nabla^2 \vec{v} + \vec{f} \quad (\text{II.1})$$

En introduisant  $\vec{\omega} = \overline{\text{rot}} \vec{v}$  et l'identité vectorielle suivante :

$$(\vec{v} \overline{\text{grad}}) \vec{v} = \overline{\text{grad}} \frac{v^2}{2} - \vec{v} \Lambda \overline{\text{rot}} \vec{v}$$

L'équation (II.1) devient:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} - \vec{v} \Lambda \vec{\omega} + \overline{\text{grad}} \frac{v^2}{2} = -\frac{1}{\rho} \overline{\text{grad}} p + \nu \nabla^2 \vec{v} + \vec{f} \quad (\text{II.2})$$

Prenons maintenant le rotationnel de l'équation II.2.2, on obtient :

$$\frac{\partial(\overline{\text{rot}} \vec{v})}{\partial t} - \overline{\text{rot}}(\vec{v} \Lambda \vec{\omega}) + \overline{\text{rot}}(\vec{f} - \frac{1}{\rho} \overline{\text{grad}} p - \overline{\text{grad}} \frac{v^2}{2}) + \nu \overline{\text{rot}} \nabla^2 \vec{v} \quad (\text{II.3})$$

On suppose que les forces de volume  $\vec{f}$  dérivent d'un potentiel et que la masse volumique est constante. Le terme  $\overline{\text{rot}}(\vec{f} - \frac{1}{\rho} \overline{\text{grad}} p - \overline{\text{grad}} \frac{v^2}{2})$  est alors nul.

L'équation (II.3) devient donc:

$$\frac{\partial(\vec{\omega})}{\partial t} - \overline{\text{rot}}(\vec{v} \Lambda \vec{\omega}) = \nu \overline{\text{rot}} \nabla^2 \vec{v} \quad (\text{II.4})$$

Nous utilisons l'identité vectorielle suivante :

$$\overline{rot}(\overline{A}\overline{\Lambda}\overline{B}) = (\overline{B}\overline{grad})\overline{A} - (\overline{A}\overline{grad})\overline{B} - \overline{B}div\overline{A} + \overline{A}div\overline{B}$$

Considérons maintenant le terme  $\overline{rot}(\overline{v}\overline{\Lambda}\overline{\omega})$

$$\overline{rot}(\overline{v}\overline{\Lambda}\overline{\omega}) = (\overline{\omega}\overline{grad})\overline{v} - (\overline{v}\overline{grad})\overline{\omega} - \overline{\omega}div\overline{v} + \overline{v}div\overline{\omega}$$

Compte tenu de fait que  $div\overline{v}=0$ . (Équation de continuité d'un fluide incompressible) et que  $div\overline{\omega} = div(\overline{rot}\overline{v})$  est identiquement nul pour tout champ de vecteur, on obtient :

$$\overline{rot}(\overline{v}\overline{\Lambda}\overline{\omega}) = (\overline{\omega}\overline{grad})\overline{v} - (\overline{v}\overline{grad})\overline{\omega} \quad (\text{II.5})$$

Considérons encore le dernier terme de l'équation (II.2.3)

$$\overline{rot}(\overline{rot}\overline{v}) = \overline{grad}(div\overline{v}) - \nabla^2\overline{v} \quad (\text{II.6})$$

$$\nabla^2\overline{v} = \overline{grad}(div\overline{v}) - \overline{rot}(\overline{rot}\overline{v}) = -\overline{rot}\overline{\omega}$$

En prenant le rotationnel des deux membres de l'égalité précédente cette équation se transforme en:

$$\overline{rot}(\nabla^2\overline{v}) = -\overline{rot}(\overline{rot}\overline{\omega})$$

Et, en utilisant à nouveau l'identité (II.6) :

$$\overline{rot}(\nabla^2\overline{v}) = -\overline{rot}(\overline{rot}\overline{\omega}) = \nabla^2\overline{\omega} - (\overline{grad}(div\overline{\omega})) = \nabla^2\overline{\omega}$$

Finalement l'équation (II.4) peut s'écrire :

$$\frac{\partial(\overline{\omega})}{\partial t} - (\overline{\omega}\overline{grad})\overline{v} + (\overline{v}\overline{grad})\overline{\omega} = \nu\nabla^2\overline{\omega} \quad (\text{II.7})$$

Cette relation fournit l'équation fondamentale d'évolution de la vorticité  $\overline{\omega}(\vec{r}, t)$  qui a un rôle similaire à celui que joue l'équation de Navier-Stokes pour  $\overline{v}(\vec{r}, t)$ . Cette équation de transport de la vorticité s'applique à tous les écoulements qu'ils soient laminaires ou turbulents.

Dans l'équation (II.6), les deux premiers termes décrivent l'effet de l'instantanéité de l'écoulement et de la convection de la vorticité. Le dernier terme représente l'effet de la dissipation de  $\overline{\omega}(\vec{r}, t)$  par la viscosité cinématique  $\nu$ .

Le terme  $(\vec{\omega} \text{grad})\vec{v}$  de l'équation (II.6) caractérise plus particulièrement les variations du vecteur vitesse  $\vec{v}$  dans la direction du vecteur vorticité  $\vec{\omega}$ , et est tel qu'il contient la projection du gradient de  $\vec{v}$  sur la direction du vecteur  $\vec{\omega}$ .

#### IV. EQUATION D'EVOLUTION POUR UN CYLINDRE RADIALEMENT DEFORMABLE

Considérons l'écoulement bidimensionnel autour d'un cylindre radialement déformable qui est mis brusquement en mouvement rectilinéaire.

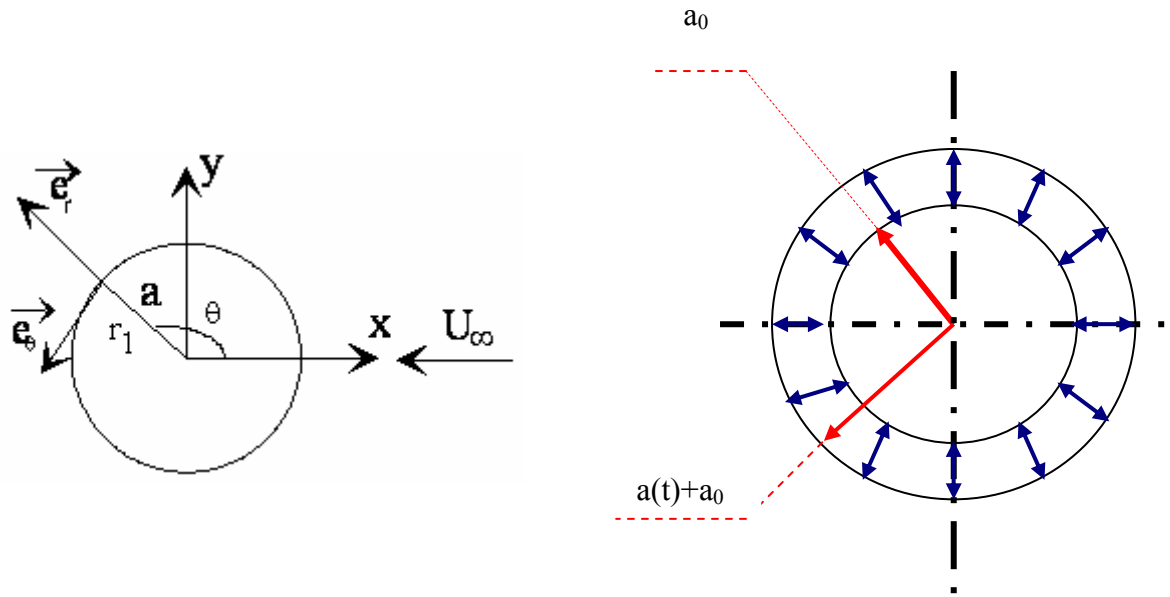


Fig.II.1 : Système de coordonnées

La seule composante non nulle du vecteur vorticité est :

$$\vec{\omega} = \frac{1}{r_1} \left( \frac{\partial}{\partial r_1} (u_\theta r_1) - \frac{\partial u_{r_1}}{\partial \theta} \right) \quad (II.8)$$

Les composantes radiale et tangentielle de la vitesse exprimées à l'aide de la fonction de courant sont :

$$u_{r_1} = -\frac{1}{r_1} \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} \quad \text{et} \quad u_\theta = \frac{\partial \psi_1}{\partial r_1} \quad (II.9)$$

En transformant encore l'équation (II.7), on obtient alors :

$$\frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial t_1} = \frac{1}{r_1} \left[ \frac{\partial}{\partial r_1} \left( \tilde{\omega} \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} \right) - \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \tilde{\omega} \frac{\partial \psi_1}{\partial r_1} \right) \right] + \nu \nabla^2 \tilde{\omega} \quad (II.10)$$

$$\text{Avec } \tilde{\omega} = \nabla^2 \psi_1 \quad (II.11)$$

Où l'opérateur  $\nabla^2$  désigne l'opérateur Laplacien  $\nabla^2 = \Delta$

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r_1^2} + \frac{1}{r_1} \frac{\partial}{\partial r_1} + \frac{1}{r_1^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \quad (\text{II.12})$$

Introduisons maintenant les grandeurs adimensionnelles suivantes:

- Temps  $t = \frac{t_1 U_\infty}{a_0}$
- Espace  $r = \frac{r_1}{a} = k(\xi) = \alpha e^\xi + \beta \quad \alpha + \beta = 1$
- Fonction de contrôle  $\frac{a}{a_0} = (1 + f(t, A))$  avec  $f(A, t) = A \sin(2\pi St_f t)$
- Paramètres de contrôle  $R_e = \frac{2U_\infty a}{\nu}$ ,  $St_f = \frac{f \cdot D}{U_\infty}$ ,  $M = \frac{U_\infty}{V_s}$
- Vorticité, fonction de courant  $\omega = \frac{\tilde{\omega} a}{U_\infty}$ ,  $\tilde{\psi} = \frac{\psi_1}{U_\infty a}$  (II.13)

Où  $a_0$  est le rayon initial du cylindre,  $a(t)$  est le rayon instationnaire du cylindre qui varie sinusoidalement en fonction du temps selon l'expression de  $f(A, t)$ .

$\alpha, \beta$  sont des paramètres d'ajustement du maillage.

Les différents termes de l'équation (II.10) s'écriront à l'aide de ces nouvelles variables:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial t_1} &= \frac{U_\infty}{a_0 a} \frac{\partial \omega}{\partial t} - \frac{\partial \omega}{\partial t} - \frac{U_\infty \omega}{a_0 a^2} \frac{\partial a}{\partial t} & \frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial r_1} &= \frac{U_\infty^2}{a^2} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-1} \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} &= U_\infty a \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \theta} & \frac{\partial \psi_1}{\partial r_1} &= U_\infty a \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-1} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial \theta} &= \frac{U_\infty}{a} \frac{\partial \omega}{\partial \theta} & \frac{\partial^2 \tilde{\omega}}{\partial r_1^2} &= \frac{U_\infty}{a^3} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-2} \left[ \frac{\partial^2 \omega}{\partial \xi^2} - \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right) \left( \frac{\partial^2 k}{\partial \xi^2} \right) \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \right] \\ \frac{\partial^2 \tilde{\omega}}{\partial \theta^2} &= \frac{U_\infty}{a} \frac{\partial^2 \omega}{\partial \theta^2} & & \end{aligned}$$

Les équations (II.10) et (II.11) se ramènent à l'équation suivante:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} &= \frac{\omega}{1+f} \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{k^{-1} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-1}}{1+f} \left[ \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \theta} - \frac{\partial \omega}{\partial \theta} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \xi} \right] & (\text{II.14}) \\ &+ \frac{1}{1+f} \left( \frac{2}{R_e} + \frac{2}{R_{et}} \right) \left( \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-2} \frac{\partial^2 \omega}{\partial \xi^2} + k^{-2} \frac{\partial^2 \omega}{\partial \theta^2} + \left( k^{-1} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-1} - \left( \frac{\partial^2 k}{\partial \xi^2} \right) \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-3} \right) \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \right) \end{aligned}$$

Et,

$$\omega = \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-2} \left( \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial \xi^2} \right) + k^{-2} \left( \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial \theta^2} \right) + \left( k^{-1} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-1} - \left( \frac{\partial^2 k}{\partial \xi^2} \right) \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-3} \right) \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \xi} \quad (\text{II.15})$$

**CONDITIONS INITIALES**

Le cylindre étant mis brusquement en mouvement dans un fluide initialement au repos, les conditions initiales sont donc :

$$\left. \begin{array}{l} \tilde{\psi} = 0 \\ \omega = 0 \end{array} \right\} \text{ pour } t=0 \quad (\text{II.16})$$

**CONDITIONS AUX LIMITES**

Pour étudier le problème résultant des deux mouvements simultanés appliqués au cylindre, nous utilisons le principe de superposition.

**Conditions loin de cylindre ( $\xi \rightarrow \infty$ )**

Condition pour la vorticité. Tout d'abord, nous considérons à l'infini aval du cylindre une condition ouverte en assimilant le fait que la viscosité devienne négligeable. Seuls les termes de transport de l'équation de vorticité sont pris en compte. On aura donc :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{\omega}{1+f} \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{k^{-1} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-1}}{1+f} \left[ \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \theta} - \frac{\partial \omega}{\partial \theta} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \xi} \right] \quad (\text{II.17})$$

Avec

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \theta} &= \frac{1}{2\Delta\theta} (\tilde{\psi}(\xi_\infty, \theta + \Delta\theta) - \tilde{\psi}(\xi_\infty, \theta - \Delta\theta)) \\ \frac{\partial \omega}{\partial \theta} &= \frac{1}{2\Delta\theta} (\omega(\xi_\infty, \theta + \Delta\theta) - \omega(\xi_\infty, \theta - \Delta\theta)) \\ \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \xi} &= \frac{1}{\Delta\xi} (\tilde{\psi}(\xi_\infty, \theta) - \tilde{\psi}(\xi_\infty - \Delta\xi, \theta)) \\ \frac{\partial \omega}{\partial \xi} &= \frac{1}{\Delta\xi} \left( \frac{\omega^{n+1}(\xi_\infty, \theta) - \omega^{n-1}(\xi_\infty, \theta)}{2} - \omega(\xi_\infty - \delta\xi, \theta) \right) \end{aligned} \quad (\text{II.18})$$

Condition pour la fonction : de courant. Considérons tout d'abord, l'écoulement potentiel autour d'un cylindre indéformable. Exprimons, en coordonnées polaires, le potentiel des vitesses résultant de la superposition des potentiels correspondant à un écoulement uniforme de vitesse orientée dans la direction  $\mu = 0$  et un dipôle de moment  $m$  orienté dans la même direction;

On a :

$$\begin{aligned}\phi_n &= \phi_{\text{écoulement uniforme}} + \phi_{\text{dipole}} = U_\infty r \cos \theta - \frac{m \cos \theta}{2\pi} \\ &= \left( U_\infty r - \frac{m}{2\pi r} \right) \cos \theta\end{aligned}\quad (\text{II.19})$$

De l'expression (2.1.18) du potentiel, on déduit les composantes :

$$\begin{aligned}u_1 &= \frac{\partial \phi_n}{\partial r_1} = \left( U_\infty + \frac{m}{2\pi r^2} \right) \cos \theta \\ v_1 &= \frac{1}{r_1} \frac{\partial \phi_n}{\partial \theta} = -\left( U_\infty - \frac{m}{2\pi r^2} \right) \sin \theta\end{aligned}\quad (\text{II.20})$$

Existe-t-il une valeur de  $m$  telle que ce champ de vitesse vérifie les conditions aux limites suivantes :

1°)  $\vec{v} = U_\infty \vec{e}_x$  à l'infini.

2°)  $u_1(r_1 = a) = 0$  (Composante de vitesse normale nulle sur la surface du cylindre ( $r_1 = a$ )).

- La première condition est identiquement vérifiée car le champ de vitesse créée par le dipôle décroît en  $\frac{1}{r^2}$  avec la distance.
- La seconde condition impose:

$$-\frac{m}{2\pi a^2} = U_\infty \quad \text{d'où} \quad \Phi_n = U_\infty r \cos \theta \left( 1 + \frac{a^2}{r^2} \right)$$

Ce qui détermine la valeur de  $m$  du moment du dipôle en fonction de la vitesse  $U_\infty$ .

Le champ de vitesse s'écrit finalement comme :

$$u_1 = U_\infty \left( 1 - \frac{1}{r_1^2} \right) \cos \theta \quad (\text{II.21})$$

$$v_1 = -U_\infty \left( 1 + \frac{a^2}{r_1^2} \right) \sin \theta \quad (\text{II.22})$$

La frontière que constitue le cylindre en mouvement et telle que, chacun de ses points devient un point source. La condition à la limite à imposer du fait des oscillations du diamètre  $a(t)$  est telle que:

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial r_1} \right|_{r_1=a} = \frac{\partial a}{\partial t_1} \quad \text{D'après la première expression de (II.20).}$$

Il en résulte, que le potentiel  $\phi$  peut être déterminé à l'aide de la relation suivante:

$$\phi = -\frac{\partial a}{\partial t_1} \frac{a^2}{r_1}$$

Ce qui donne pour la vitesse radiale:

$$u_1 = \frac{\partial \phi}{\partial r_1} = \frac{\partial a}{\partial t_1} \frac{a^2}{r_1^2}$$

Donc, la fonction de courant s'écrira :

$$u_1 = -\frac{1}{r_1} \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} \quad \Rightarrow \quad \psi_1 = -\frac{\partial a}{\partial t_1} \frac{a^2}{r_1} \theta \quad (\text{II.23})$$

Appliquons maintenant le principe de superposition, et calculons l'expression de la fonction de courant totale de cet écoulement :

$$\psi_1 = U_\infty r_1 \sin \theta \left(1 - \frac{a^2}{r_1^2}\right) - \frac{\partial a}{\partial t_1} \frac{a^2}{r_1} \theta \quad (\text{II.24})$$

En utilisant les paramètres adimensionnels (II.13), on déduit:

$$\tilde{\psi} = \left(k(\xi) - \frac{1}{k(\xi)}\right) \sin \theta - \frac{\theta}{k(\xi)} \frac{\partial f}{\partial t} \quad (\text{II.25})$$

### Conditions aux limites sur la fonction de courant $\tilde{\psi}$

On aura donc pour conditions aux limites :

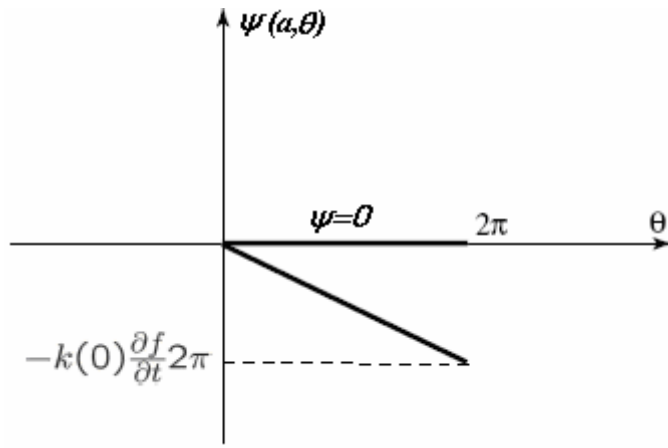
$$\tilde{\psi} = \left(k(\xi_\infty) - \frac{1}{k(\xi_\infty)}\right) \sin \theta - \frac{\theta}{k(\xi_\infty)} \frac{\partial f}{\partial t} \quad (\xi \rightarrow \xi_\infty) \quad (\text{II.26})$$

### Condition sur le cylindre ( $\xi \rightarrow 0$ )

**Condition pour la fonction de courant:** Pour le cas d'un cylindre en déformation, la fonction de courant sur la surface du cylindre s'écrit:

$$\psi_{\text{déformation}} = -k(0) \frac{\partial f}{\partial t} \theta \quad (\text{II.27})$$

**Uniformisation de la fonction de courant sur le cylindre:** Traçons, maintenant,  $\psi$  en fonction de  $\theta$  à un instant  $t$ , nous aurons:



**Fig. II.2 : Schématisation de la fonction de courant  $\tilde{\psi}$  à la surface du cylindre ( $r=a$ )**

On constate que  $\tilde{\psi}$  est multiforme à la surface du cylindre. Pour lever cette singularité, on écrit  $\tilde{\psi}$  comme étant la somme d'un terme uniforme et d'un terme non uniforme. La régularisation de la fonction de courant se fait comme suit :

$$\begin{array}{l} \text{Fonction de courant non uniforme} \quad \text{Fonction de courant uniforme} \\ \tilde{\psi} = \psi - k(0) \frac{\partial f}{\partial t} \theta \end{array} \quad (II.28)$$

Terme non uniforme

L'uniformisation de cette fonction de courant est recherchée de façon à avoir des mêmes valeurs de conditions aux limites à la surface du cylindre correspondant aux angles  $\theta=0^\circ$  et  $\theta=360^\circ$ .

Les conditions aux limites associées à cette nouvelle fonction de courant uniformisée sur la surface du cylindre seront donc.

$$\psi = 0 \quad \text{pour} \quad \xi \rightarrow 0$$

Loin de la paroi, on peut approcher la fonction de courant  $\tilde{\psi}$  par la forme utilisée par Hanchi[2], comme étant une somme d'un terme uniforme et d'un terme non uniforme. Dans ces conditions, on écrit:

$$\tilde{\psi} = \left( k(\xi_\infty) - \frac{1}{k(\xi_\infty)} \right) \sin(\theta) - \frac{\theta}{k(\xi_\infty)} \frac{\partial f}{\partial t} + k(0) \frac{\partial f}{\partial t} \theta \quad \text{pour} \quad \xi \rightarrow \xi_\infty \quad (II.29)$$

**Condition pour la vorticité:**  
L'équation de Poisson est donnée par :

$$\omega = \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-2} \left( \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial \xi^2} \right) + k^{-2} \left( \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial \theta^2} \right) + \left( k^{-1} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-1} - \left( \frac{\partial^2 k}{\partial \xi^2} \right) \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-3} \right) \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \xi} \quad (\text{II.30})$$

Lorsque  $\xi \rightarrow 0$ , cette équation se simplifie considérablement :

$$\omega = \left( \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial \xi^2} \right) \quad (\text{II.31})$$

Cette équation permet de calculer la vorticité  $\omega$  sur le cylindre connaissant la distribution de la fonction de courant sur la surface du cylindre  $\psi(r=a)$ .

## V. NOUVEAU SYSTEME D'EQUATIONS A RESOUDRE

En tenant compte des modifications que nous avons apportées, l'équation de transport de vorticité (2.2.7) et l'équation de Poisson (2.2.8) deviennent :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{\omega}{1+f} \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{k^{-1} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-1}}{1+f} \left[ \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \theta} - \frac{\partial \omega}{\partial \theta} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \xi} \right] + \frac{1}{1+f} \left( \frac{2}{R_e} \right) \left\{ \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-2} \frac{\partial^2 \omega}{\partial \xi^2} + k^{-2} \frac{\partial^2 \omega}{\partial \theta^2} + \left( k^{-1} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-1} - \left( \frac{\partial^2 k}{\partial \xi^2} \right) \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-3} \right) \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \right\} \quad (\text{II.32})$$

$$\omega = \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-2} \left( \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial \xi^2} \right) + k^{-2} \left( \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial \theta^2} \right) + \left( k^{-1} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-1} - \left( \frac{\partial^2 k}{\partial \xi^2} \right) \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-3} \right) \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \xi} \quad (\text{II.33})$$

Avec les conditions aux limites :

- Au voisinage du cylindre pour  $\xi \rightarrow 0$

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi = 0 \\ \left( \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \xi} \right)_{\xi=0} = \left( \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right)_{\xi=0} \\ \omega(0, \theta) = \left( \frac{\partial^2 \psi(0, \theta)}{\partial \xi^2} \right)_{\xi=0} \end{array} \right.$$

- Loin du cylindre  $\xi \rightarrow \xi_\infty$

$$\tilde{\psi} = \left( k(\xi_\infty) - \frac{1}{k(\xi_\infty)} \right) \sin \theta - \frac{\theta}{k(\xi_\infty)} \frac{\partial f}{\partial t}$$

$$\begin{aligned} \omega^{n+1}(\xi, \theta) = & \frac{\left( \frac{1}{2\Delta t} + c_w \right)}{\left( \frac{1}{2\Delta t} - \frac{b_w d_w}{2} \right)} \omega^n(\xi, \theta) + \frac{b_w e_w}{\left( \frac{1}{2\Delta t} - \frac{b_w d_w}{2} \right)} \left[ \omega^{n-1}(\xi_\infty, \theta - \Delta\theta) - \omega^{n-1}(\xi_\infty, \theta - \Delta\theta) \right]_{\xi \rightarrow \xi_\infty} \\ & - b_w d_w \left( \frac{1}{2\Delta t} - \frac{b_w d_w}{2} \right) \left[ \omega^n(\xi_\infty - \Delta\xi, \theta) - \frac{1}{2} \omega^{n-1}(\xi_\infty, \theta) \right] \end{aligned}$$

Avec

$$\begin{aligned} b_w = \frac{a_0 \alpha e^\xi + \beta}{2a\Delta\xi\theta}, \quad c_w = \left( \frac{a^{n+1}}{a_n} - 1 \right) \frac{1}{2\Delta t}, \quad e_w = (\psi(\xi_\infty, \theta) - \psi(\xi_\infty - \Delta\xi, \theta)), \\ d_w = (\psi(\xi_\infty, \theta + \Delta\theta) - 2\Delta\theta\Delta\xi) - (\psi(\xi_\infty, \theta - \Delta\theta) - 2\Delta\theta\xi) \end{aligned}$$

Ce dernier système d'équations constitue le problème à résoudre numériquement.

## VI. CALCUL DE LA PRESSION A LA SURFACE DU CYLINDRE

Pour calculer la pression en tout point du cylindre, on considère la projection radiale de l'équation de quantité de mouvement (II.1):

$$\rho \left[ \frac{\partial u_{r_1}}{\partial t_1} + u_{r_1} \frac{\partial u_{r_1}}{\partial r_1} + u_\theta \left( \frac{1}{r_1} \frac{\partial u_{r_1}}{\partial \theta} - \frac{\partial u_\theta}{\partial r_1} \right) \right] = -\frac{\partial p_1}{\partial r_1} + \frac{\partial(r_1 \sigma_{r_1 r_1})}{r_1 \partial r_1} + \frac{\partial(r_1 \sigma_{r_1 \theta})}{r_1 \partial \theta} - \frac{\sigma_{\theta\theta}}{r_1} \quad (\text{II.34})$$

Avec :

$$\sigma_{r_1 r_1} = 2\mu \frac{\partial u_{r_1}}{\partial r_1}$$

$$\sigma_{r_1 \theta} = \mu \left( \frac{\partial u_{r_1}}{r_1 \partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r_1} - \frac{\partial u_\theta}{r_1} \right)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = 2\mu \left( \frac{\partial u_\theta}{r_1 \partial \theta} + \frac{u_{r_1}}{r_1} \right)$$

$$u_{r_1} = -\frac{1}{r_1} \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta}$$

$$u_\theta = \frac{\partial \psi_1}{\partial r_1}$$

On remplace les expressions précédentes dans l'équation (2.3.1), qui donne :

$$\rho \left[ -\frac{1}{r_1} \frac{\partial}{\partial t_1} \left( \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{r_1^2} \frac{\partial \psi_1}{\partial r_1} \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} - \frac{1}{r_1} \left( \frac{\partial \psi_1}{\partial r_1} \right)^2 - \frac{1}{r_1^3} \left( \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} \right)^2 + \frac{1}{r_1^2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial r_1 \partial \theta} \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} \right] =$$

$$-\frac{\partial p_1}{\partial r_1} - \frac{\mu}{r_1} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial r_1^2} + \frac{1}{r_1} \frac{\partial \psi_1}{\partial r_1} + \frac{1}{r_1^2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \theta^2} \right] - \frac{\partial p_1}{\partial r_1} - \frac{\mu}{r_1} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial r_1^2} + \frac{1}{r_1} \frac{\partial \psi_1}{\partial r_1} + \frac{1}{r_1^2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \theta^2} \right] \quad (\text{II.35})$$

En introduisant les grandeurs adimensionnelles (II.13) et celle définies comme suit

$$p = \frac{p_1}{\rho U_\infty^2}, \quad \frac{\partial p_1}{\partial r_1} = \frac{\rho U_\infty^2}{a e^\xi} \frac{\partial p}{\partial \xi} \quad \text{et} \quad \Delta \psi_1 = \left( \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial r_1^2} + \frac{1}{r_1} \frac{\partial \psi_1}{\partial r_1} + \frac{1}{r_1^2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \theta^2} \right) = \tilde{\omega} = \frac{U_\infty \omega}{a} :$$

L'équation (II.35) s'écrit alors :

$$\frac{\partial p}{\partial \xi} = e^{-2\xi} \left[ \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \xi} \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial \theta^2} + \left( \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \xi} \right)^2 + \left( \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \theta} \right)^2 - \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial \xi \partial \theta} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \theta} - \frac{2}{R_e} \frac{\partial \omega}{\partial \theta} \right] + \frac{1}{a_0} \left( \frac{\partial a}{\partial t} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \theta} + a \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial t \partial \theta} \right)$$

$$\quad (\text{II.36})$$

Soit  $\psi$ , la fonction uniforme à la surface du cylindre définie par :

$$\psi = \tilde{\psi} + \frac{\theta}{a_0} \frac{\partial a}{\partial t}$$

L'équation (II.36) devient :

$$\frac{\partial p}{\partial \xi} = e^{-2\xi} \left[ \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + \left( \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi}{\partial \theta} - \frac{1}{a_0} \frac{\partial a}{\partial t} \right)^2 - \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi \partial \theta} \left( \frac{\partial \psi}{\partial \theta} - \frac{1}{a_0} \frac{\partial a}{\partial t} \right) - \frac{2}{R_e} \frac{\partial \omega}{\partial \theta} \right] + \left( \frac{1}{a_0} \left( \frac{\partial a}{\partial t} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{a_0} \frac{\partial a}{\partial t} \right) + a \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial t \partial \theta} - \frac{1}{a_0} \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} \right)$$

$$\quad (\text{II.37})$$

En se plaçant en chaque point du domaine, tel que  $\theta$  est fixé et en intégrant suivant  $\xi$  de 0 à  $0.8 \xi_\infty$  afin d'éviter de prendre en compte la non uniformité de la condition à la limite loin du cylindre ( $\xi \rightarrow \xi_\infty$ ), on obtient finalement **la pression en chaque point de la paroi du cylindre.**

La relation précédente (II.37) conduit à établir la suivante :

$$p(\theta) - p_\infty = - \int_0^{0.8 \xi_\infty} \left[ e^{-2\xi} \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + \left( \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi}{\partial \theta} - \frac{1}{a_0} \frac{\partial a}{\partial t} \right)^2 - \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi \partial \theta} \left( \frac{\partial \psi}{\partial \theta} - \frac{1}{a_0} \frac{\partial a}{\partial t} \right) - \frac{2}{R_e} \frac{\partial \omega}{\partial \theta} \right] d\xi$$

$$\quad (\text{II.38})$$

Posons par définition :

$$C_p = \frac{p_1(\theta) - p_{\infty 1}}{\rho U_\infty^2} = p(\theta) - p_\infty \quad (\text{II.39})$$

Où  $C_p$  est le coefficient de pression, à partir duquel on peut estimer le coefficient de portance  $C_L$  ou « lift coefficient » qui joue un rôle majeur en Aérodynamique.

## VII. CALCUL DES FORCES AERODYNAMIQUES

Pour un fluide visqueux, des forces tangentielles se créent sur toute surface solide et entraînent une traînée de frottement. Il faut également tenir compte des forces résultantes d'une distribution de pression asymétrique autour du corps considéré. Pour un écoulement, l'asymétrie provient, par exemple, d'un mouvement particulier localisé sur la paroi du corps cylindrique. Ce dernier type de force est dénommé traînée de pression.

La force totale peut ainsi être schématiquement divisée en deux parties:

- ✓ La traînée de frottement, causée par les contraintes de cisaillement agissant tangentiellement sur la surface du corps cylindrique.
- ✓ La traînée de pression, qui est engendrée par les forces de pression agissant perpendiculairement à la surface du corps.

La traînée totale  $F_d$  se calcule donc à partir des distributions de pression et les contraintes de cisaillement sur la surface du corps cylindrique:

$$\overline{F}_d = \iint_s [-p \cos(n, x) + \tau_{xy} \cos(n, y)] \overline{ds} \quad (\text{II.40})$$

$C_p$  est le coefficient de pression à partir duquel on peut calculer le coefficient de portance  $C_L$  (lift coefficient) qui joue un rôle majeur en aérodynamique ainsi que la traînée  $C_D$  à évaluer.

Et la portance se calcule à partir de la distribution de la pression à la surface du corps.

$$\overline{F}_L = \iint_s [p \sin(n, x)] \overline{ds} \quad (\text{II.41})$$

### 1•) TRAINEE ET PORTANCE DE PRESSION

La force de pression totale peut être déterminée à partir de l'expression de la pression calculée précédemment. En effet celle-ci a été obtenue par le calcul de l'intégrale  $\frac{\partial p}{\partial \xi}$  sur le domaine de l'écoulement, en projetant l'équation de la quantité de

mouvement suivant la direction radiale. La traînée de pression représente la projection de la force de pression totale dans la direction de l'écoulement, quant à la force de

portance elle représente la composante selon la direction perpendiculaire au sens de l'écoulement.

Nous utilisons la définition donnant la force de pression comme suit :

$$\overrightarrow{F_{p,totale}} = \iint_s p \overrightarrow{ds} \quad (\text{II.42})$$

Nous projetons cette force dans les deux directions perpendiculaire et parallèle par rapport à la direction de l'écoulement, on obtient :

$$F_{p,x} = \int_0^{2\pi} p \cos(\theta) d\theta \quad (\text{II.43})$$

$$F_{p,y} = \int_0^{2\pi} p \sin(\theta) d\theta \quad (\text{II.44})$$

**2•) TRAINÉE DE FROTTEMENT  $C_{DF}$**

La traînée de frottement est déterminée à partir du flux de vorticit   à la surface du cylindre. En effet, elle se calcule à partir du tenseur des contraintes  $\tau_{r\theta}$  soit:

$$\tau_{r\theta} = \mu \left( \frac{\partial u_1}{r_1 \partial \theta} + \frac{\partial v_1}{\partial r_1} - \frac{v_1}{r_1} \right) \quad (\text{II.45})$$

d'o   :

$$C_{df} = \iint_s \tau_{r\theta} \cos \theta ds \quad (\text{II.46})$$

En introduisant les grandeurs adimensionnelles, on obtient la contrainte de frottement adimensionnelle:

$$\frac{\tau_{r\theta}}{\rho U_\infty^2} = \frac{2}{R_e} \left( \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial \xi^2} \right) = \frac{2\omega}{R_e} \quad (\text{II.47})$$

que l'on peut   valuer à partir de  $\omega$

**3•) COEFFICIENT DE TRAINÉE ET DE PORTANCE TOTALES**

A partir des expressions, (3. 3), (II.40), (II.43) et (II.44) le coefficient de tra  n  e totale et de portance donn  s par les relations suivantes :

$$C_d = \int_0^{2\pi} \left( C_p + \frac{\tau_{r\theta}}{\rho U_\infty^2} \right) \cos \theta d\theta \quad (\text{II.48})$$

et,

$$C_l = \int_0^{2\pi} C_p \sin \theta d\theta \quad (\text{II.49})$$

**VIII. CONCLUSION**

Nous avons adopté la formulation fonction de courant-vorticité  $(\psi, \tilde{\omega})$  pour formuler le problème de l'écoulement autour d'un cylindre déformable. D'une manière générale, cette formulation présente une équation et une inconnue en moins, l'équation de continuité est vérifiée en tout point du maillage à partir de la définition de la fonction de courant. L'équation de Poisson pour la fonction de courant est solidaire des conditions aux limites de type Dirichlet, ce qui permet une convergence plus rapide que celle de l'équation de Poisson pour la pression, qui doit satisfaire les conditions aux limites de type Neumann.

# **SIMULATION NUMERIQUE**

---

## **I.INTRODUCTION**

Du fait de la non linéarité des équations de Navier Stokes, on utilise, dans la plupart des cas, des méthodes numériques pour résoudre les équations du mouvement. C'est ainsi qu'à cause des difficultés rencontrées, on a été obligé de développer une capacité de calcul d'un grand nombre de méthodes numériques dans divers disciplines scientifiques. Le terme CFD (Computational Fluid Dynamics) est utilisé pour parler de l'ensemble des méthodes numériques en mécanique des fluides.

Le choix d'une méthode appropriée pour la résolution d'un problème numérique fait intervenir de nombreux paramètres. Les critères de sélection sont, d'une part, le temps (temps CPU) nécessaire pour le calcul de la solution qui doit être le plus court possible, et d'autre part, l'exactitude de la solution qui, doit être aussi précise que possible.

Dans ce travail, nous cherchons à résoudre les équations de Navier Stokes gouvernant le mouvement d'un fluide autour d'un obstacle cylindrique, selon une discrétisation numérique utilisant les différences finis. Notre choix est motivé par la simplicité de cette technique comparée à la méthode des éléments finis et aux volumes

finies, mais aussi à cause de la forme géométrique de l'obstacle qui ne présente aucune complexité.

Les numériciens sont guidés en général, dans la construction d'un code ou d'un logiciel à l'aide d'un organigramme donnant une vue générale du chemin adopté par l'ordinateur pour établir la solution du problème étudié. Sur la figure III.1, nous donnons un aperçu sur notre code de calcul qui met en évidence une boucle principale correspondant au défilement temporel du phénomène étudié lié à l'instantanéité de ces phénomènes. A l'intérieur, on dispose de sous-routines liées aux différents domaines de l'écoulement incluant des fichiers de données correspondants.

Nous détaillerons plus loin le procédé de calcul avec les méthodes adaptées.

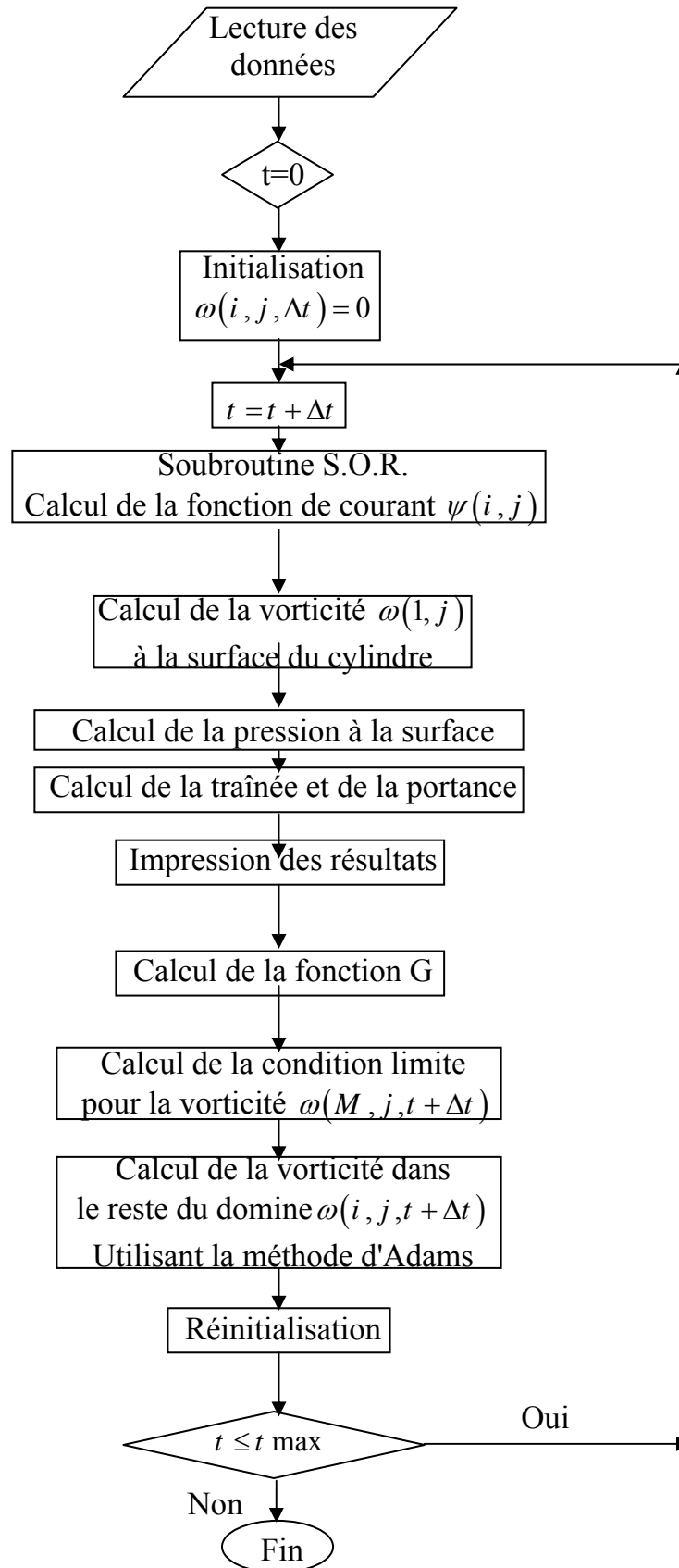


Fig. III.1. Organigramme simplifié de la Méthode d'Adams-Bashforth

## I. SYSTEME D'EQUATION A RESOUDRE

Dans le chapitre précédent, nous avons transformé les équations de Navier-Stokes dans une formulation vorticité ligne de courant  $(\bar{\omega}, \psi)$ , formant un système de deux équations couplées. Il s'agit de l'équation transport de la vorticité et de l'équation de Poisson correspondant aux lignes de courant avec les conditions initiales et aux limites associées.

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{\omega}{1+f} \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{k^{-1} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-1}}{1+f} \left[ \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \theta} - \frac{\partial \omega}{\partial \theta} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \xi} \right] + \frac{1}{1+f} \left( \frac{2}{R_e} \right) \quad (3.1)$$

$$\left\{ \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-2} \frac{\partial^2 \omega}{\partial \xi^2} + k^{-2} \frac{\partial^2 \omega}{\partial \theta^2} + \left( k^{-1} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-1} - \left( \frac{\partial^2 k}{\partial \xi^2} \right) \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-3} \right) \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \right\}$$

$$\text{avec } \omega = \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-2} \left( \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial \xi^2} \right) + k^{-2} \left( \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial \theta^2} \right) + \left( k^{-1} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-1} - \left( \frac{\partial^2 k}{\partial \xi^2} \right) \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-3} \right) \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \xi} \quad (3.2)$$

$$\text{et } \psi = 0 \quad \text{pour } \xi = 0 \quad (3.3)$$

tel que

$$\omega(0, \theta) = \left( \frac{\partial^2 \psi(0, \theta)}{\partial^2 \xi} \right)_{\xi=0} \quad (3.4)$$

$$\text{et } \tilde{\psi} = \left( k(\xi_\infty) - \frac{1}{k(\xi_\infty)} \right) \sin \theta - \frac{\theta}{k(\xi_\infty)} \frac{\partial f}{\partial t} \quad (3.5)$$

En passant à la discrétisation des équations précédentes, on obtient :

$$\begin{aligned} \omega^{n+1}(\xi, \theta) &= \frac{\left( \frac{1}{2\Delta t} + c_w \right)}{\left( \frac{1}{2\Delta t} - \frac{b_w d_w}{2} \right)} \omega^n(\xi, \theta) + \frac{b_w e_w}{\left( \frac{1}{2\Delta t} - \frac{b_w d_w}{2} \right)} \left[ \omega^{n-1}(\xi_\infty, \theta - \Delta) - \omega^{n-1}(\xi_\infty, \theta - \Delta\theta) \right]_{\xi \rightarrow \xi_\infty} \\ &- b_w d_w \left( \frac{1}{2\Delta t} - \frac{b_w d_w}{2} \right) \left[ \omega^n(\xi_\infty - \Delta\xi, \theta) - \frac{1}{2} \omega^{n-1}(\xi_\infty, \theta) \right] \end{aligned} \quad (3.6)$$

Les constantes  $b_w$ ,  $c_w$ ,  $e_w$ ,  $d_w$  sont définies comme suit :

$$b_w = \frac{a_0 \alpha e^\xi + \beta}{2a\Delta\xi\theta}, \quad c_w = \left( \frac{a^{n+1}}{a_n} - 1 \right) \frac{1}{2\Delta t}, \quad e_w = (\psi(\xi_\infty, \theta) - \psi(\xi_\infty - \Delta\xi, \theta)),$$

$$d_w = (\psi(\xi_\infty, \theta + \Delta\theta) - 2\Delta\theta\Delta\xi) - (\psi(\xi_\infty, \theta - \Delta\theta) - 2\Delta\theta\Delta\xi)$$

## II. 1. Équation de transport de la vorticité

En considérant l'équation de transport de la vorticité, on utilise la méthode d'Adamd Bashforth pour la résolution de cette équation à des nombres de Reynolds ( $Re_0 \leq 3000$ )

$$\underbrace{\frac{\partial \omega}{\partial t}}_1 = \underbrace{\frac{\omega}{1+f} \frac{\partial f}{\partial t}}_2 + \underbrace{\frac{\omega}{1+f} [G]}_3 \quad (3.8)$$

Avec

$$G = k^{-1} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-1} \left[ \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \left( \frac{\partial \psi}{\partial \theta} - k \frac{f}{t} \right) - \frac{\partial \omega}{\partial \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right] + \frac{2}{Re} \left\{ \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-2} \frac{\partial^2 \omega}{\partial \xi^2} + k^{-2} \frac{\partial^2 \omega}{\partial \theta^2} + \left[ k^{-1} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-1} - \left( \frac{\partial^2 k}{\partial \xi^2} \right) \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-3} \right] \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \right\} \quad (3.9)$$

La méthode utilisée fait intervenir les solutions calculées lors des étapes précédentes du calcul  $n$  et  $n-1$  ( $n$  représente la discrétisation temporelle), en tout point du domaine notamment pour le calcul de la vorticité à l'instant  $t_{n+1}$ . La première valeur est donnée par les conditions initiales. La deuxième valeur devra être (admise par hypothèse) calculée à partir d'une autre méthode telle que celle de Runge-Kutta. Dans notre calcul, nous admettons comme hypothèse, que l'écoulement est irrotationnel lors de la première itération.

Afin de calculer  $\omega^{n+1}$  au temps  $t_{n+1} = t_n + h$  connaissant  $\omega^n$ , on procède comme suit :

$$\omega^{n+1} = \omega^n + \int_{t_n}^{t_{n+1}} \omega' dt \quad (3.10)$$

Introduisons la formule d'Adams Bashforth en approximant  $\omega'$  à l'aide d'un polynôme d'interpolation quadratique approprié:

$$g_m(t) = \sum (-1)^k C_k^{s+k-1} \Delta^k \omega'_{n-k}$$

Avec :  $s = \frac{t - t_n}{\Delta t}$  et  $\Delta t$  représente le pas temporel

le symbole  $C_k^{s+k-1} = \frac{(s+k-1)!}{(s+k-1-k)!(k)!}$  désigne le coefficient binomial.

Le tableau de différence est donné par:

$$\Delta^0 \omega'_n = \omega'_n$$

tel que

$$\Delta^k \omega'_n = \Delta^{k-1} \omega'_{n+1} - \Delta^{k-1} \omega'_n$$

En introduisons ces différents termes dans les expressions précédentes, on établit le polynôme suivant:

$$\omega'(z) = \frac{1}{\Delta t} [(z + \Delta t)\omega'^n - z\omega'^{n-1}]$$

De plus, en introduisant (3.8) afin d'intégrer  $\omega'(z)$ , on a :

$$\omega^{n+1} = \omega^n + \int_0^{\Delta t} \omega'(z) dz$$

Soit:

$$\omega^{n+1} = \omega^n + \frac{\Delta t}{2} [3\omega'^n - \omega'^{n-1}]$$

Finalement en utilisant (3.8) on obtient :

$$\omega^{n+1} = \omega^n \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta t}{2(1+f)} \frac{\partial f^n}{\partial t} \right) - \omega^{n-1} \left( \frac{\Delta t}{2(1+f)} \frac{\partial f^{n-1}}{\partial t} \right) + \frac{\Delta t}{2(1+f)} [3G^n - G^{n-1}] \quad (3.11)$$

Cette relation est connue sous le nom de « formule du second ordre d'Adams-Bashforth ». Pour calculer la fonction  $G$ , nous avons utilisé un schéma aux différences finies. Ainsi, en utilisant un maillage rectangulaire (figure III.1), on peut établir la formule liée à la fonction  $G$ :

$$\begin{aligned}
G_{i,j} = & k_i^{-1} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)_i^{-1} \left[ \frac{\omega_{i+1,j} - \omega_{i-1,j}}{2\Delta\xi} \left( \frac{\omega_{i,j+1} - \omega_{i,j-1}}{2\Delta\theta} - k_i \frac{f}{t} \right) - \frac{\omega_{i,j+1} - \omega_{i,j-1}}{2\Delta\theta} \frac{\omega_{i+1,j} - \omega_{i-1,j}}{2\Delta\xi} \right] + \\
& \frac{2}{\text{Re}} \left\{ \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)_i^{-2} \frac{\omega_{i-1,j} - 2\omega_{i,j} + \omega_{i+1,j}}{(\Delta\xi)^2} + k_i^{-2} \frac{\omega_{i,j+1} - 2\omega_{i,j} + \omega_{i,j-1}}{(\Delta\theta)^2} + \right. \\
& \left. \left[ k^{-1} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)_i^{-1} - \left( \frac{\partial^2 k}{\partial \xi^2} \right)_i \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)_i^{-3} \right] \frac{\omega_{i+1,j} - \omega_{i-1,j}}{2\Delta\xi} \right\}
\end{aligned} \tag{3.12}$$

Au delà du nombre de Reynolds supérieur à 3000 nous avons opté pour l'utilisation d'une méthode de Range-Kutta du quatrième ordre.

Le principe de la méthode est similaire à celui que nous avons décrit précédemment.

Cependant, cette fois ci, on utilise pour calculer l'intégrale une loi de Simpson 1/3, selon quatre étapes intermédiaires définies par  $K^I$ ,  $K^{II}$ ,  $K^{III}$ ,  $K^{IV}$  :

$$\omega^{n+1} = \omega^n + \frac{\Delta t}{6} [K^I + K^{II} + K^{III} + K^{IV}] \tag{3.13}$$

Avec

$$\begin{aligned}
K^I &= \left( \frac{a^{n+1}}{a^n} - 1 \right) \frac{1}{\Delta t} \omega^n + \frac{a_0}{a} e^{-2\xi} G(\omega^n, t^n) \\
K^{II} &= \left( \frac{a^{n+0.5}}{a^n} - 1 \right) \frac{1}{\Delta t} \left( \omega^n + \frac{1}{2} \Delta t K^I \right) + \frac{a_0}{a} e^{-2\xi} G \left( \omega^n + \frac{1}{2} \Delta t K^I, t^n + \frac{1}{2} \Delta t \right) \\
K^{III} &= \left( \frac{a^{n+0.5}}{a^n} - 1 \right) \frac{1}{\Delta t} \left( \omega^n + \frac{1}{2} \Delta t K^{II} \right) + \frac{a_0}{a} e^{-2\xi} G \left( \omega^n + \frac{1}{2} \Delta t K^{II}, t^n + \frac{1}{2} \Delta t \right) \\
K^{IV} &= \left( \frac{a^{n+0.5}}{a^n} - 1 \right) \frac{1}{\Delta t} \left( \omega^n + \Delta t K^{III} \right) + \frac{a_0}{a} e^{-2\xi} G \left( \omega^n + \Delta t K^{III}, t^n + \Delta t \right)
\end{aligned}$$

## II. 2. Equation de Poisson pour les lignes de courant

L'équation de Poisson pour les lignes de courant est une équation elliptique qui est de la forme:

$$-\nabla\psi(\xi, \theta) = S(\xi, \theta) \tag{3.14}$$

Considérons maintenant un point du maillage de coordonnées  $(i,j)$  avec quatre points qui lui soient adjacents (figure III.2). le point  $(i,j)$  est contenu dans une boîte

rectangulaire. Les médianes de ce rectangle joignent le point (i,j) avec les quatre points voisins. Le rectangle est noté par (D) et ses limites (G).

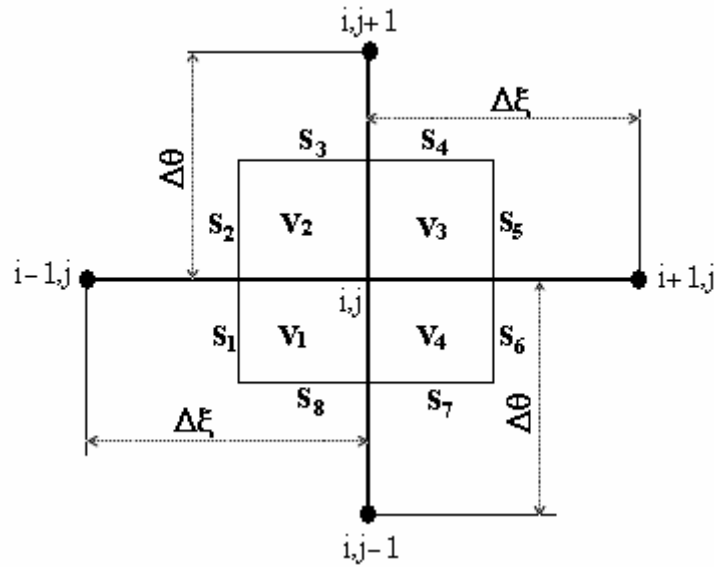


Fig. III.2. Structure d'une maille de la grille.

En utilisant le théorème de Green, pour le premier terme, l'intégration de l'équation (3.14) dans le domaine (D) on établit la relation suivante :

$$-\int_G \frac{\partial}{\partial n} \psi(\xi, \theta) ds = \iint_D S(\xi, \theta) d\xi d\theta \tag{3.15}$$

En décomposant le terme de gauche en quatre termes on obtient:

$$\begin{aligned} \int_G \frac{\partial}{\partial n} \psi(\xi, \theta) ds &= \int_{s1+s2} \frac{\partial}{\partial n} \psi(\xi, \theta) ds + \int_{s3+s4} \frac{\partial}{\partial n} \psi(\xi, \theta) ds + \int_{s5+s6} \frac{\partial}{\partial n} \psi(\xi, \theta) ds + \\ &\int_{s5+s6} \frac{\partial}{\partial n} \psi(\xi, \theta) ds + \int_{s7+s8} \frac{\partial}{\partial n} \psi(\xi, \theta) ds \end{aligned} \tag{3.16}$$

Avec 
$$\frac{\partial \psi}{\partial n} = -\frac{\partial \psi}{\partial \xi} = -\frac{\psi_{i,j} - \psi_{i-1,j}}{\Delta \xi} \tag{3.17}$$

Ce qui donne après évaluation, le résultat Ci-après:

$$-\int_{s1+s2} \frac{\partial}{\partial n} \psi(\xi, \theta) dS = (s1 + s2) \frac{\psi_{i,j} - \psi_{i-1,j}}{\Delta \xi} \tag{3.18}$$

Après avoir utilisé une approximation aux différences centrées.

Le terme de droite de l'équation (3.15) est approximé par:

$$\iint_D S(\xi, \theta) d\xi d\theta \cong (v_1 s_1 + v_2 s_2 + v_3 s_3 + v_4 s_4) \quad (3.19)$$

Avec

$$\begin{aligned} v_1 = v_2 = v_3 = v_4 &= \frac{\Delta\xi\Delta\theta}{4} \\ s_1 = s_2 = s_5 = s_6 &= \frac{\Delta\theta}{2} \\ s_3 = s_4 = s_7 = s_8 &= \frac{\Delta\xi}{2} \end{aligned} \quad (3.20)$$

En réunissant tous les termes précédents, l'équation aux différences établie pour les cinq points de la grille s'écrit:

$$a_{i,j}^c \psi_{i,j} + a_{i,j}^L \psi_{i-1,j} + a_{i,j}^R \psi_{i+1,j} + a_{i,j}^B \psi_{i,j-1} + a_{i,j}^T \psi_{i,j+1} = S_{i,j} \quad (3.21)$$

$$\begin{aligned} a_{i,j}^L &= a_{i,j}^R - \left[ \frac{\partial\theta}{\partial\xi} \right]_{i,j} \\ a_{i,j}^T &= a_{i,j}^B - \left[ \frac{\partial\xi}{\partial\theta} \right]_{i,j} \\ a_{i,j}^C &= \left[ -a_{i,j}^L - a_{i,j}^T - a_{i,j}^R - a_{i,j}^B \right] \\ S_{i,j} &= \left[ \frac{\Delta\xi\Delta\theta}{4} \right] [s_1 + s_2 + s_3 + s_4]_{i,j} \end{aligned} \quad (3.22)$$

Les points  $i$  et  $j$  après les crochets indiquent que la valeur doit être prise au point  $i,j$ .

Pour les points situés, à la limite du domaine de calcul, la dérivation des équations aux différences est similaire à celle utilisée pour les points situés à l'intérieur du domaine.

De manière générale, les conditions aux limites s'écrivent sous la forme:

$$\frac{\partial\psi}{\partial n} + \alpha\psi = \beta \quad (3.23)$$

Deux cas sont alors désignés:

- Si  $\alpha = 0$ , cette condition traduit les conditions aux limite de type Neumann.
- Si  $\beta = \gamma\alpha$  et en faisant tendre  $\alpha$  vers l'infini, cette condition limite devient de type Dirichlet.

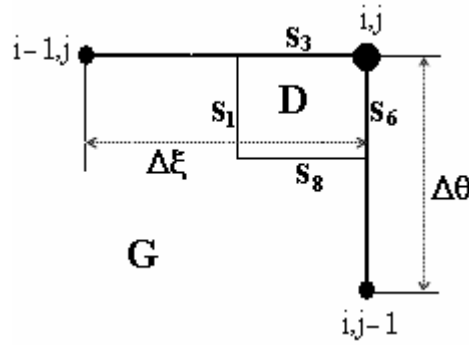


Fig.III.3 : Structure d'une maille à la frontière

Selon cette figure nous écrivons les conditions limites aux bords du domaine par.

$$\frac{\partial \psi}{\partial n} = -\alpha_H \psi + \beta_H \quad (\text{Condition à la limite en haut}). \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial n} = -\alpha_D \psi + \beta_D \quad (\text{Condition à la limite à droite}). \quad (3.25)$$

L'équation aux différences pour ce bord peut être établie à partir de l'équation (3.15), en se basant sur le domaine rectangulaire contenant (D) le point  $i,j$  et (G) la limite de ce domaine.

Après développement des deux termes de l'équation (3.15) d'une manière similaire au cas précédent et en tenant compte des deux conditions aux limites (3.24) et (3.25), nous obtenons l'équation aux différences suivante:

$$a_{i,j}^C \psi_{i,j} + a_{i,j}^L \psi_{i-1,j} + a_{i,j}^B \psi_{i,j-1} = S_{i,j} \quad (3.26)$$

Avec,

$$\begin{aligned} a_{i,j}^L &= - \left[ \frac{\Delta \theta}{2 \Delta \xi} \right]_{i,j} \\ a_{i,j}^B &= - \left[ \frac{\Delta \xi}{2 \Delta \theta} \right]_{i,j} \\ a_{i,j}^C &= - \left[ -a^L - a^B + \frac{\Delta \xi}{2} \alpha_H + \frac{\Delta \theta}{2} \alpha_D \right]_{i,j} \\ S_{i,j} &= \left[ \frac{\Delta \xi \Delta \theta}{4} s_1 + \frac{\Delta \xi}{2} \beta_H + \frac{\Delta \theta}{2} \beta_D \right]_{i,j} \end{aligned} \quad (3.27)$$

### II. 3. Résolution numérique des équations aux différences elliptiques

Nous avons choisi la méthode itérative pour la résolution des équations aux différences elliptiques à cause de ses nombreux avantages par rapport aux méthodes directes.

- Adaptable aux problèmes mathématiques plus complexes.
- Ne demande pas d'énormes capacités de mémoire pour le stockage.
- Les résultats peuvent être précis par l'utilisation de maillages plus raffinés

Les méthodes de relaxation successive comprennent:

- La méthode itérative de Jacobi
- La méthode de Gauss-Seidel
- La méthode de Sur – Relaxation – successive, plus connue sous le nom S.O.R (Successive – Over – Relaxation).

A méthode S.O.R (Successive – Over – Relaxation) est donnée par :

$$\Psi_{i,j}^{(t)} = \frac{\chi \left[ s_{i,j} - \left( a_{i,j}^L \Psi_{i-1,j}^{(t)} + a_{i,j}^R \Psi_{i+1,j}^{(t-1)} + a_{i,j}^B \Psi_{i,j-1}^{(t)} + a_{i,j}^T \Psi_{i,j+1}^{(t-1)} \right) \right]}{a_{i,j}^C} + (1 - \chi) \Psi_{i,j}^{(t-1)} \quad (3.28)$$

Où  $\chi$  est le paramètre de Sur Relaxation compris entre 1 et 2

#### II. 4. Calcul de la pression sur la surface du cylindre

On tient compte de l'équation de Navier-Stokes projeté dans la direction radiale  $e_r$  et l'expression du coefficient de pression obtenue après les changements effectués dans le chapitre précédent, on obtient la relation suivante:

$$C_p = - \int_0^{\xi_\infty} \left[ e^{-2\xi} \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + \left( \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right)^2 + \left( \frac{\partial \psi}{\partial \theta} - \frac{1}{a_0} \frac{\partial a}{\partial t} \right)^2 - \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi \partial \theta} \left( \frac{\partial \psi}{\partial \theta} - \frac{1}{a_0} \frac{\partial a}{\partial t} \right) - \frac{2}{R_e} \frac{\partial \omega}{\partial \theta} \right] d\xi \quad (3.30)$$

En utilisant la méthode des différences finies pour la discrétisation de cette expression par trois procédés différents:

- 1) Différences finies progressives sur la surface du cylindre.
- 2) Différences finies centrées sur les points situés au milieu du domaine de l'écoulement.
- 3) Différences finies régressives à la frontière externe du domaine de l'écoulement.

On utilise la méthode de Simpson pour évaluer l'intégrale selon  $\xi$  de 0 à  $\xi_\infty$ .

## II. 5. Modélisation des effets de la turbulence

Pour traiter numériquement un écoulement turbulent, deux types de méthodes peuvent être employées: la Simulation Directe ou la Modélisation de la turbulence.

### 1. La Modélisation RANS de la turbulence

Le principe des méthodes RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) est basé sur l'utilisation de la moyenne temporelle des équations de Reynolds (décomposition de chaque grandeur turbulente en une partie moyenne et une partie fluctuante). Cette moyenne fait apparaître, en plus de la contrainte visqueuse, une contrainte turbulente  $\overline{u'_i u'_j}$  qui sera modélisée par une hypothèse de fermeture.

- Avantage: Résolution d'un grand nombre d'écoulements d'intérêt industriel.
- Inconvénients: Pas d'accès aux grandeurs instantanées, limitation des modèles de fermeture.

### 2. La Simulation Numérique Directe (DNS)

Cette technique appelée DNS en anglais (Direct Numerical Simulation) consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes de façon instantanée sans faire la moindre hypothèse sur les propriétés de la turbulence. On emploie, à son propos, le terme de simulation car cette méthode, si on peut la mettre en oeuvre, simule au sens strict, la réalité de l'écoulement. Certains auteurs parlent même d'expérimentation numérique afin de faire ressortir le fait que toutes les grandeurs physiques d'un écoulement, si difficiles à mesurer dans une expérience, sont ainsi reproduites par le calcul. Des schémas numériques précis doivent être employés pour la discrétisation spatiale (opérateurs de convection et de diffusion) ou la discrétisation temporelle (dérivée de la vitesse par rapport au temps). La grande limitation de cette méthode vient de la nécessité de générer un maillage, au moins, aussi fin que le plus petit tourbillon présent dans l'écoulement.

### 3. Les Méthodes LES

La simulation aux grandes échelles (LES abréviation anglo-saxonne pour Large Eddy Simulation) est une alternative à ces deux approches "RANS et DNS". Cette technique peut être vue comme un compromis en termes de "coûts" liés aux hypothèses de modélisation.

Il s'agit d'approcher explicitement les mouvements de grande taille tout en modélisant l'effet des plus petites tailles. En simulant les grandes échelles, la modélisation ne porte que sur une partie du mouvement turbulent (petites longueurs d'onde), par opposition, aux calculs RANS qui utilisent des modèles destinés à représenter l'ensemble des processus turbulents contribuant aux tensions de Reynolds. La méthode consiste en l'utilisation d'un filtre spatial qui élimine du champ total, toute contribution d'échelles inférieures à une certaine longueur. Par analogie, l'opérateur moyen est un filtre qui élimine toutes les échelles sauf celles du mouvement moyen. Dans notre cas, il est tenu compte des effets de turbulence par le modèle LES de Smagorinsky.

Le principe est le suivant:

Si on considère les équations de Navier-Stokes sous la forme:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} u_i u_j &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \\ \frac{\partial u_j}{\partial x_j} &= 0 \end{aligned} \quad (3.31)$$

Les équations du mouvement, filtrées sont alors,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{u}_i \bar{u}_j &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \\ \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} &= 0 \end{aligned} \quad (3.32)$$

L'indice moyen (-) représente la variable filtrée.

Dans le modèle de Smagorinsky, on considère que les tensions à l'échelle de la sous grille sont:

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (3.33)$$

La partie isentropique est représentée par un modèle de viscosité turbulente  $\nu_T$

$$\tau_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \tau_{kk} = \nu_T \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.34)$$

L'équation de Naviers-Stokes filtrée écrite sous la formulation  $(\psi, \omega)$  en coordonnées cartésiennes pour le cas d'une géométrie cylindrique s'écrit:

$$\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\omega} \bar{u}_j = (\nu + \nu_T) \frac{\partial^2 \bar{\omega}}{\partial x_j^2} \quad (3.35)$$

En coordonnées polaires on aura:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \omega \left( \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right) - \omega \left( \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) \right] = (\nu + \nu_T) \nabla^2 \omega \quad (3.36)$$

Le modèle de Samgorinsky (1963) définit la viscosité tourbillonnaire à l'échelle de la sous grille par:

$$\nu_T = (c_s \Delta)^2 \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (3.37)$$

Où  $c_s$  est la constante de Smagorinsky,  $\Delta$  est l'échelle des longueurs prises, ici, comme étant la dimension locale de la grille, ou  $S_{ij}$  désigne le tenseur des contraintes.

Dans ces conditions, l'équation du transport de la vorticité s'écrit en considérant le modèle de turbulence sous la forme suivante pour le cas d'un cylindre radialement déformable et pulsé.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} = & \frac{\omega}{1+f} \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{k^{-1} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-1}}{1+f} \left[ \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \theta} - \frac{\partial \omega}{\partial \theta} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \xi} \right] + \frac{1}{1+f} \left( \frac{2}{R_e} + \frac{2}{R_{eT}} \right) \\ & \left\{ \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-2} \frac{\partial^2 \omega}{\partial \xi^2} + k^{-2} \frac{\partial^2 \omega}{\partial \theta^2} + \left( k^{-1} \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-1} - \left( \frac{\partial^2 k}{\partial \xi^2} \right) \left( \frac{\partial k}{\partial \xi} \right)^{-3} \right) \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \right\} \end{aligned} \quad (3.38)$$

Où:  $Re_T$  représente le Reynolds turbulent dû à la viscosité  $\nu_T$

### III. CONCLUSION

La simulation numérique est un moyen indispensable pour la résolution des problèmes physiques compliqués, formulés selon des expressions mathématiques non linéaires. C'est pourquoi, nous avons opté pour la résolution de notre problème basé sur une méthode utilisant une approche par différences finies. Ceci à cause de la simplicité de la configuration géométrique du cylindre. En outre, nous avons utilisé des méthodes itératives qui apparaissent plus avantageuses par rapport aux méthodes directes.

## RESULTATS ET DISCUSSION

---

### **Partie I : Etude structurelle de l'Allée tourbillonnaire de Von Karman »**

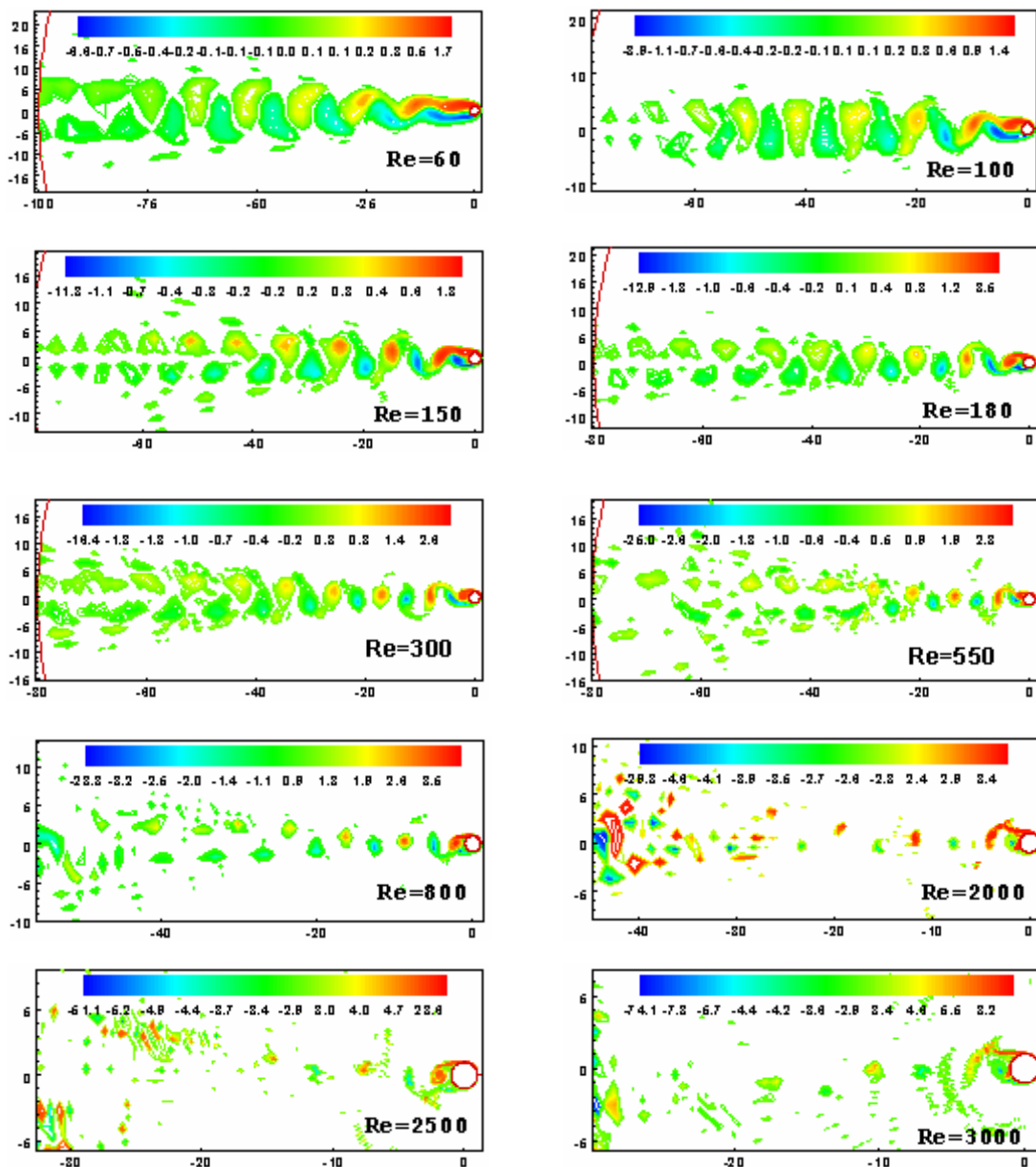
#### **I. CAS DU CYLINDRE NON DEFORMABLE (CAS DE REFERENCE)**

##### ***I.1. Caractérisation de l'allée tourbillonnaire en fonction du nombre de Reynolds***

En général, la vorticité des écoulements autour des obstacles joue un rôle essentiel de caractérisation des champs aérodynamique et hydrodynamique. Elle interviendra chaque fois que l'écoulement n'est pas potentiel et, par suite, dans les fluides visqueux, elle joue un rôle particulièrement important notamment dans la représentation des écoulements turbulents, que nous avons considéré comme la superposition d'une translation moyenne et de mouvement de rotation locale, d'échelles de tailles très variables. La vorticité commence généralement à se développer par des effets d'interaction de l'écoulement du fluide dans les corps solides en question (interaction fluide structure). Cela se traduit par la condition d'adhérence à la paroi considérée comme une condition limite très importante pour effectuer les calculs.

A la base de nos études numériques décrites dans le troisième chapitre, nous avons considéré l'équation de transport de la vorticité connue sous le nom de l'équation de Helmholtz d'un fluide incompressible. Elle contient trois termes, respectivement correspondent aux différents types de forces prépondérantes dans l'écoulement,

utilisant la vorticité  $\vec{\omega}$ . La première force est la résultante de deux termes : transport et convection  $\frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{\omega}$ . La deuxième force  $\nu \Delta \vec{\omega}$  est due à l'effet de la diffusion visqueuse qui tend à homogénéiser la distribution de la vorticité. L'équilibre entre la convection et la diffusion est un élément fondamental des problèmes d'écoulement.



**Fig.IV.1 : Formation des allées tourbillonnaire dans le sillage du cylindre  
Avec différents nombres de Reynolds (distribution de la vorticité)**

La figure VI.1, montre les principaux changements, liés aux structures des allées tourbillonnaires résultant de l'augmentation du nombre de Reynolds. Elle montre les

propriétés essentielles observées au cours du mouvement qui réside dans la taille des tourbillons et leurs intensités ainsi que de leurs dislocations ou dégradation.

On remarque que pour les faibles nombres de Reynolds ( $Re=60$ ) l'apparition de l'allée tourbillonnaire persiste jusque à une distance de 50 fois le diamètre du cylindre, et les tailles des tourbillons dans le sillage sont aussi importantes avec une faible valeur de vorticité. On justifie ce phénomène par la prédominance du terme d'advection dans le sillage par rapport à ceux de la diffusion visqueuse et à celui qui est responsable de l'amplitude de la vorticité. Ainsi, la distance de la dislocation et de la dégradation des tourbillons par rapport à la position du cylindre semble diminuer considérablement jusqu'à atteindre 10 fois le diamètre du cylindre pour les grands Nombre de Reynolds  $Re=3000$ . Parallèlement, la taille des tourbillons diminue et leurs amplitudes de vorticité augmentent, phénomène qui s'explique par la prépondérance due aux termes responsables de la diffusion visqueuse de la vorticité dans l'écoulement. Le premier terme se traduit par la réduction de la taille des tourbillons et le second induit une intensité de la vorticité tourbillonnaire qui devient très élevée dans ce cas.

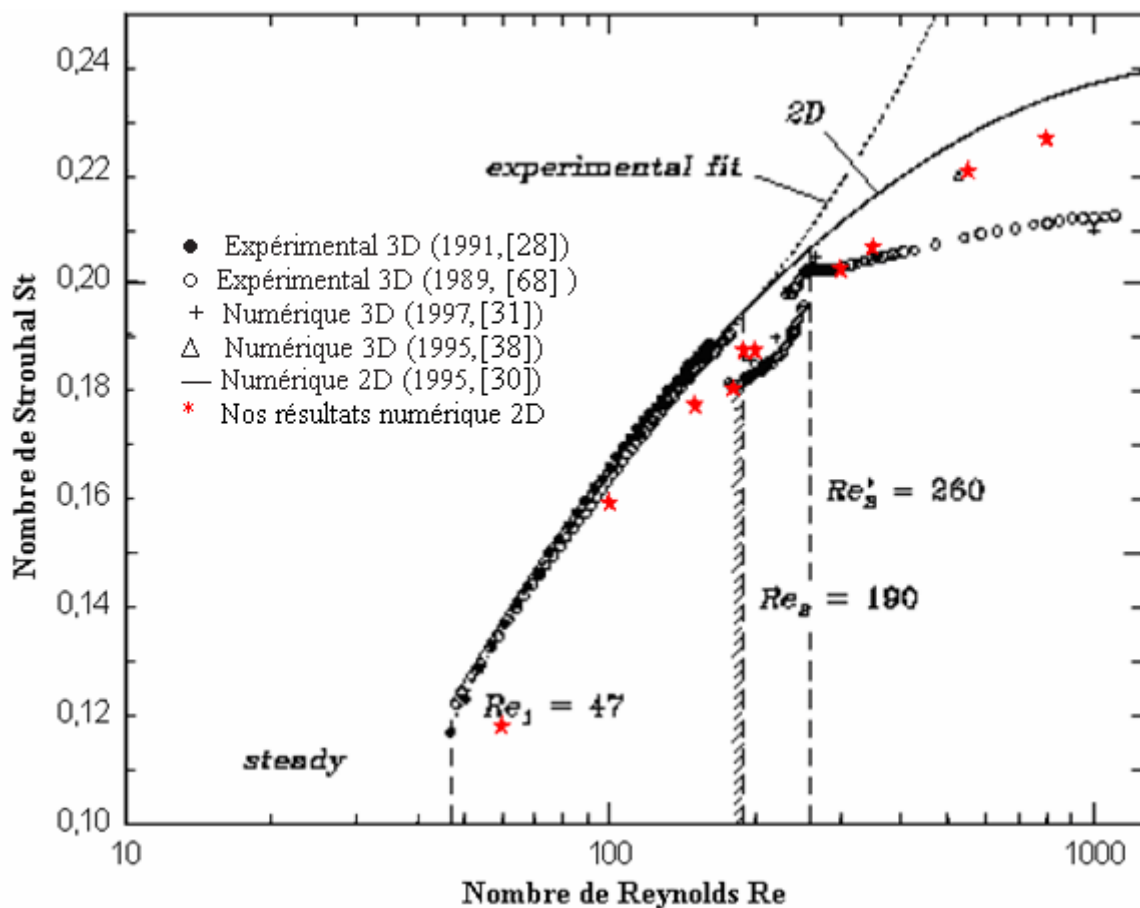
### ***1.2. Détermination de la fréquence d'émission tourbillonnaire***

L'étude de l'écoulement autour d'un cylindre a été développée selon deux approches ; la voie numérique et la voie expérimentale, en attachant beaucoup d'importance au phénomène de détachement des tourbillons (détermination de la fréquence de Strouhal  $St$ ) en utilisant des méthodes numériques. La courbe d'évolution de cette fréquence  $St$  en fonction du nombre de Reynolds  $Re$  a été tracée par Norberge et al [43] en (1998), et présente une allure quasiment identique à celle trouvée par d'autres auteurs. Cette courbe montre que la fréquence de Strouhal  $St$  augmente avec le nombre de Reynolds  $Re$  jusqu'à l'apparition de l'instabilité tridimensionnelle. On observe également une discontinuité pour deux valeurs du nombre de Reynolds  $Re=189$  et  $Re=260$  correspondant aux modes d'instabilités appelées mode A et mode B, qui ont été clairement identifiés expérimentalement par Williamson en 1988. Au-delà de l'apparition de ces deux modes, la courbe continue à augmenter de façon très lente.

La validation de notre code de calculs se fait par la comparaison des résultats numériques avec l'expérience telle que proposée par R.D.Henderson [30] en terme de

fréquence de Strouhal et l'étude de son évolution lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds jusqu'à une valeur égale à 1000.

La figure VI.2 montre une bonne concordance des résultats cités dans la littérature avec nos calculs (signalés en indice étoilé). De ce fait, on constate que l'évolution du nombre Strouhal  $St$  trouvé dans notre cas, à l'aide d'une simulation numérique bidimensionnel (2D), que l'on compare à l'approche 2D d'Henderson [30], semble plus proches des résultats expérimentaux et numériques établies en 3D par d'autres auteurs [28, 38] .



**Fig.IV.2 : Variation de la fréquence de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds**

## II. ETUDE DU CYLINDRE DEFORMABLE AVEC NOMBRE DE REYNOLDS FIXE $Re=550$

### II. 1 EFFET DE LA FREQUENCE DE DEFORMATION RADIALE SUR L'ALLEE TOURBILLONNAIRE.

Une étude numérique est réalisée en deux étapes, pour la valeur du nombre de Reynolds choisi ( $Re=550$ ). Dans une première étape, on analyse l'évolution de l'écoulement autour d'un cylindre indéformable comme base de référence pour effectuer la comparaison. Dans une deuxième étape, on soumet le cylindre à des oscillations de déformation radiale de faible amplitude (5% du rayon du cylindre), en faisant varier la fréquence d'excitation. On constate que la configuration du sillage change complètement sous l'influence des paramètres d'excitation.

#### 1°) Cylindre indéformable (Cas de référence)

Dans le cas naturel, sans déformations, on relève une allée tourbillonnaire standard formée selon un mode d'émission simple. Cette allée tourbillonnaire est constituée par deux tourbillons contrarotatifs alternativement détachés en haut et en bas du cylindre formant ainsi l'allée tourbillonnaire classique avec une distance inter tourbillonnaire invariante. On constate que cette structure tourbillonnaire reste bien organisée avec des formes circulaires, de même taille jusqu'à une distance  $X_1=10D$  loin du cylindre. Au delà de cette distance, le processus de dislocation des tourbillons commence à se produire, en changeant de forme, pouvant se subdiviser sous forme de deux allées tourbillonnaires. Au delà de la distance  $X_2=20D$  elles vont se dégrader pour se dissiper ensuite complètement dans l'écoulement infini (Fig. IV.3-a).

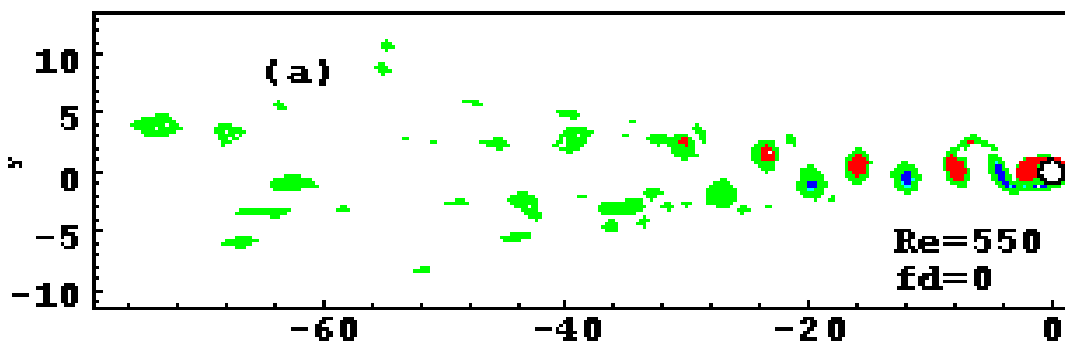


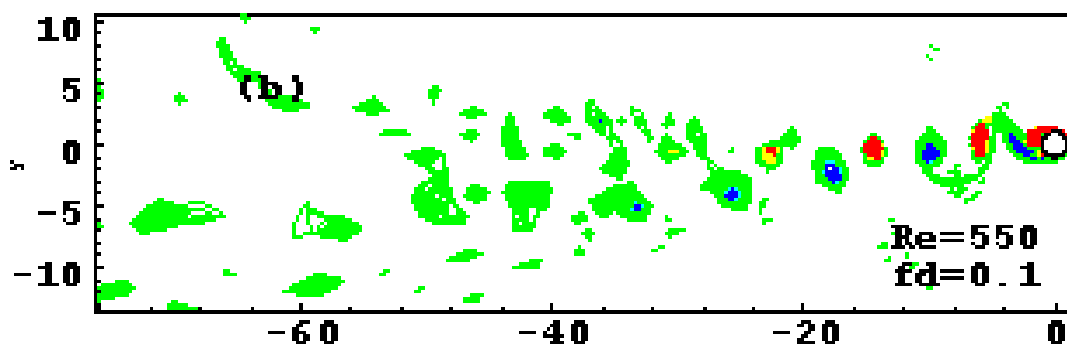
Fig. IV.3 : Evolution du champ de vorticité  $\omega$  dans le sillage du cylindre sans déformation radiale (cas naturel)

## 2°) *Cylindre déformable*

### a) *Cylindre soumis à une faible fréquence de déformation radiale ( $St_f=0.1$ )*

Dans la figure IV.4, la structure du sillage formée par les tourbillons détachés ne révèle pas de grands changements dans le sillage des allées tourbillonnaires de Von Karman par rapport au cas naturel.

L'arrangement des tourbillons dans le sillage du cylindre reste toujours dans sa forme classique avec l'apparition d'une petite différence entre les deux distances de séparation des deux tourbillons successifs (non équidistants). Ce phénomène pourrait être dû à l'effet de succion, induit par la dépression correspondante à la phase de diminution du diamètre du cylindre qui coïncide avec le détachement des deux tourbillons séparés par une petite distance. D'autre part, une éjection, qui peut être induite par une surpression correspondant à la phase d'augmentation du diamètre du cylindre, coïncidant avec le détachement des deux tourbillons séparés par une distance légèrement plus élevée par rapport au cas précédent. En particulier, on constate l'influence de la déformation radiale du cylindre sur les tourbillons par des forces de répulsion et d'attraction respectivement sous l'effet de diminution et d'augmentation du diamètre.



**Fig. IV.4 : Evolution du champ de vorticité  $\omega$  dans le sillage du cylindre sous faibles fréquences de déformation radiale.**

Ce phénomène a été décrit dans les travaux de S. Hanchi et al [28] qui ont prouvé numériquement que ce procédé d'aspiration et d'éjection, est analogue et peut être remplacé par un mouvement sinusoïdal de la section droite cylindrique. Dès lors, il est possible de déterminer certains paramètres appropriés (nombre de Reynolds, fréquence et amplitude de déformation) pour lesquels la force de traînée peut être réduite pour

devenir égale à zéro et pouvant atteindre des valeurs négatives induisant ainsi l'autopropulsion du cylindre.

On constate aussi une légère augmentation de distance entre deux structures successives de même nature, appelée longueur d'onde, dans l'allée tourbillonnaire par rapport au cas naturel. Cela pourrait être dû à la diminution de la distance inter-tourbillonnaire indiquée dans le paragraphe précédent d'une façon plus importante par rapport à l'augmentation de cette distance lors de la phase d'augmentation du diamètre du cylindre.

On remarque ainsi, la déviation des allées tourbillonnaires vers le bas dans le sillage lointain, comparativement au cas naturel qui se développent parallèlement à l'axe de symétrie situé en aval sans déviation.

#### ***b) cylindre soumis aux fréquences de déformation radiales intermédiaires***

Lorsque le cylindre est soumis aux fréquences de déformation radiale suivantes :  $St_f=0.2$ ,  $St_f=0.213$ ,  $St_f=0.216$ ,  $St_f=0.22$ , la structure du sillage révèle une configuration assez différente par rapport à celles rencontrées antérieurement dans le cas naturel et avec le cylindre soumis à une faible fréquence de déformation radiale ( $St_f=0.1$ ). Ceci est dû à la tendance du phénomène d'émission tourbillonnaire à la résonance avec la fréquence de pulsation radiale du cylindre.

Les figures IV.5(c, d, e, f) montrent la structure d'écoulement qui évolue immédiatement à l'aval du cylindre correspondant au sillage formé par deux allées tourbillonnaires. L'une des allées est constituée par des petits tourbillons de même nature qui se trouvent déviée vers le haut, et est caractérisée par une grande longueur d'onde d'apparition des tourbillons. La deuxième allée tourbillonnaire est constituée par des tourbillons de nature différente déviée vers le bas avec une distance inter-tourbillonnaire influencé par des forces d'attraction et de répulsion induites par l'augmentation et la diminution du diamètre du cylindre.

Dimotakis et al [19] a trouvé que la structure du sillage est synchronisée avec des oscillations du cylindre forcées. Un très grand changement dans la structure du sillage intervient et réside dans les longueurs d'ondes d'apparition des structures.

Quand on soumet le cylindre à une fréquence de déformation radiale ( $St_f=0.25$ ), la fig.(4-g) montre la configuration de l'écoulement à l'aval de ce dernier formée par deux allées tourbillonnaires plus régulière relativement au cas précédent ( $St_f=0.2$ ,

$St_f=0.213$ ,  $St_f=0.216$ ,  $St_f=0.22$ ). A partir de ce résultat, on peut conclure qu'une relaminarisation du sillage persiste dans le cas d'un cylindre soumis à une fréquence de déformation radiale ( $St_f=0.25$ ). Par conséquent, nous pouvons considérer cette fréquence comme étant une fréquence de déformation radiale critique à une amplitude  $A=0.05$  correspondant au nombre de Reynolds  $Re=550$ .

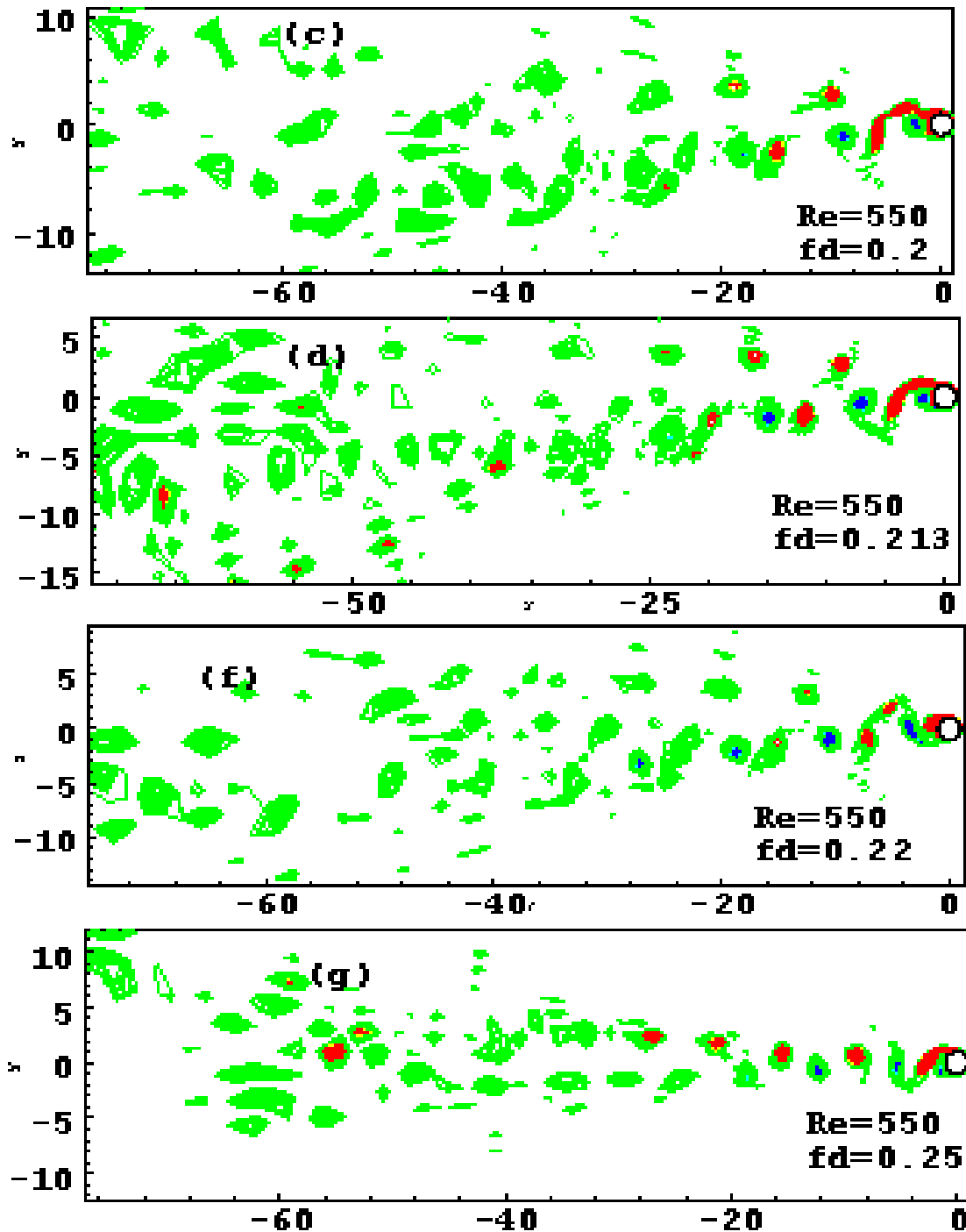
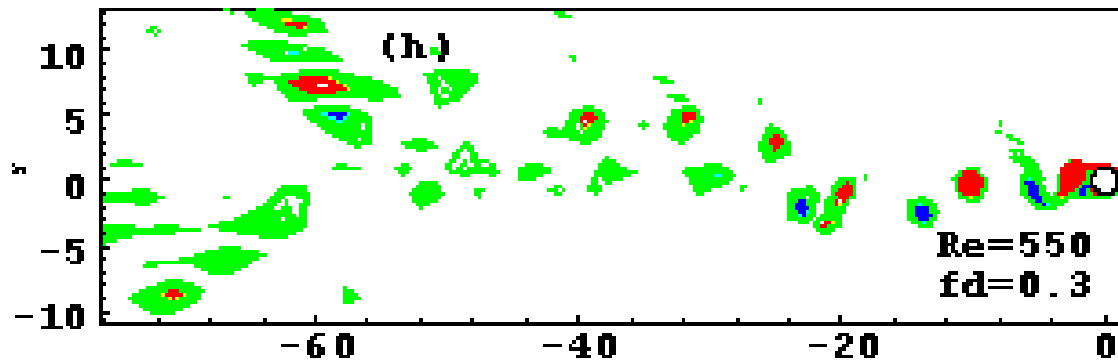


Fig. IV.5 : Evolution du champ de vorticité  $\omega$  dans le sillage du cylindre sous fréquences intermédiaires de la déformation radiale.

*c) Cylindre soumis aux hautes fréquences de déformations radiales*

Lorsque le cylindre est soumis à une fréquence de déformation radiale ( $St_f=0.3$ ), de nouveaux phénomènes sont mis en évidence, et sont montrés dans la figure IV.6-h. Ces phénomènes résident dans la déviation des allées tourbillonnaires qui apparaissent dans le sillage, ainsi que de la non équidistance inter tourbillonnaire.



**Fig. IV.6 : Evolution du champ de vorticité  $\omega$  dans le sillage du cylindre sous effet de la fréquence de déformation radiale ( $St_f=0.3$ ).**

Finalement, nous passons aux fréquences de déformation radiale élevée ( $St_f>0.3$ ). A partir de la figure IV.7, on note que le sillage lointain du cylindre semble avoir une configuration plus organisée comparativement aux cas précédents des fréquences de déformation radiale ; celui-ci ressemble beaucoup plus à la configuration du sillage au cas naturel.

D'après ces remarques générales, on peut affirmer qu'il y a **insensibilisation** de l'écoulement aux fréquences élevées de pulsation radiale du cylindre, par rapport au cas naturel. Ce phénomène est généré par des fréquences de pulsations radiales, qui sont plus élevées par rapport aux fréquences naturelles d'émission tourbillonnaire. Cette propriété se conserve même dans le sillage lointain d'un cylindre soumis à une fréquence de pulsation radiale d'ordre multiple à la fréquence naturelle d'émission tourbillonnaire ( $St_f=0.42$ ,  $St_f=0.6$ ). Ceci malgré quelques changements importants que l'on constate au niveau du sillage proche dans certains cas précis. On va mettre en évidence ces propriétés dans la suite.

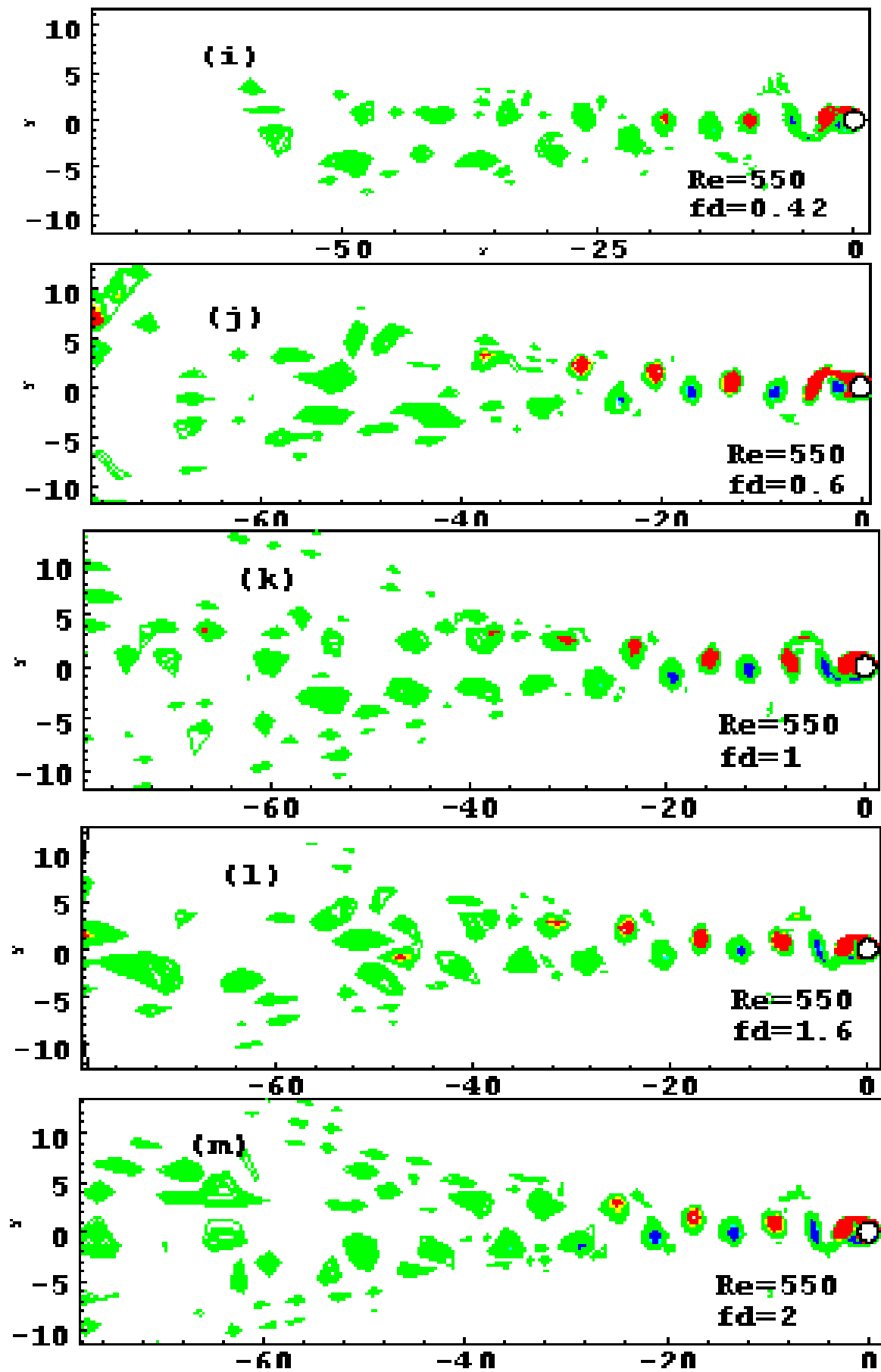


Fig. IV.7 : Evolution du champ de vorticité  $\omega$  dans le sillage du cylindre sous fréquences élevés de la déformation radiale.

## II. 2. DETERMINATION DU COEFFICIENT DE STABILITE DE L'ALLEE TOURBILLONNAIRE.

L'étude de l'évolution des longueurs d'onde d'apparition des tourbillons derrière le cylindre, a été déjà effectuée par plusieurs auteurs. La longueur d'onde en question est une distance de séparation entre deux tourbillons similaires, évoluant au sein des allées tourbillonnaires de Von Karman (figure IV.8). Cette distance varie avec le changement du nombre de Reynolds et sous l'effet de la technique de contrôle appliquée au cylindre (oscillation transversale, oscillation longitudinale, succion et éjection, pulsation radiale ....) ainsi qu'avec les fréquences et les amplitudes d'oscillation imposées par ces techniques. Elle contribue à caractériser le sillage et sa stabilité relativement au cas naturel. En 1912, Von Karman a suggéré la définition d'un facteur de stabilité de l'allée tourbillonnaire, formée par des tourbillons contrarotatifs. Ce facteur est défini par le rapport établi entre la distance séparant les deux allées tourbillonnaires d'amplitude  $A$  et la longueur d'onde  $\lambda$  (figure IV.8), tel que :  $A^* = \frac{A}{\lambda}$ . Von Karman se basait alors sur des considérations théoriques, avec des conditions adaptées à un écoulement à faible nombre de Reynolds ( $Re=140$ ). La valeur qui a été trouvée pour ce facteur se situe au voisinage de 0.28.

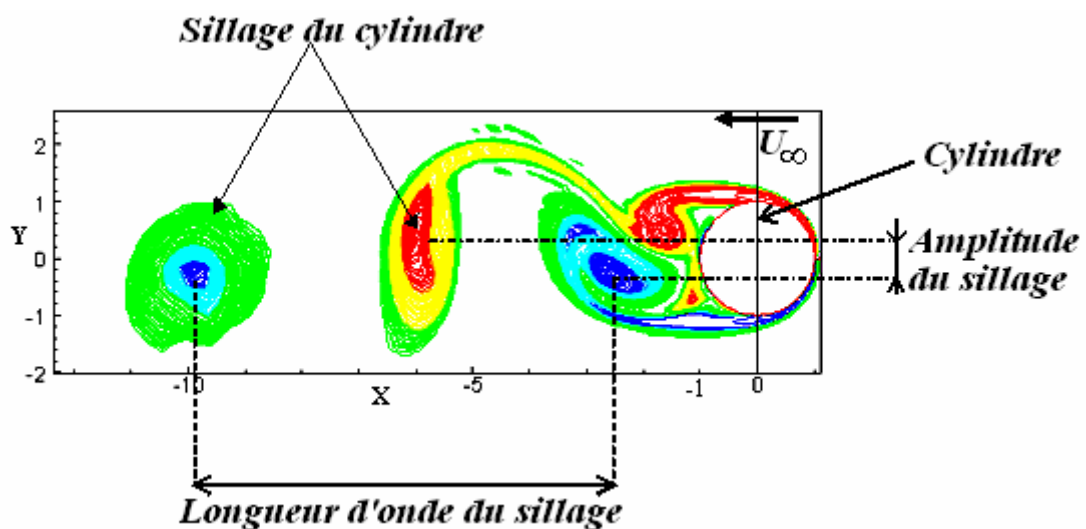


Fig.IV.8: Evolution de la longueur d'onde et l'amplitude du sillage du cylindre.

On a fait une tentative de simulation numérique pour déterminer la longueur d'onde  $\lambda$ , l'amplitude  $A$ , dans le but de déduire le coefficient de stabilité  $A^*$  des allées tourbillonnaires derrière le cylindre sous l'influence de la pulsation radiale imposée. Il s'agit là d'analyser l'évolution des paramètres précédents en fonction de la fréquence imposée afin de les comparer au cas naturel correspondant au cylindre indéformable.

### ***1°) L'influence des fréquences d'excitations sur la longueur d'onde $\lambda$***

La figure (IV.9) montre l'allure de l'évolution des longueurs d'onde  $\lambda$  dans le sillage proche au voisinage du cylindre en fonction de la fréquence de pulsation radiale de ce dernier  $f$ .

On remarque dans le cas naturel ( $St_f=0$ ) que cette longueur d'onde  $\lambda$  est d'un ordre égal à quatre fois le diamètre du cylindre ( $\lambda=4D$ ). Les variations de  $\lambda$  révèlent des changements importants dans la gamme des fréquences de déformation radiale autour de la fréquence de Strouhal correspondant au cas naturel ( $St=0,22$ ).

On note l'augmentation de la longueur d'onde par rapport à sa valeur initiale qui est égale à quatre fois le diamètre du cylindre pouvant atteindre jusqu'à une valeur égale à  $4,6D$  pour une fréquence de déformation radiale  $St_f=0,2$ ,

Ensuite, on se situe dans une gamme fréquentielle, où l'on note une modification sensible de l'écoulement. Ces fréquences se situent entre  $St_f=0,2$  et  $St_f=0,3$ , caractérisées par un comportement de la longueur d'onde d'apparition des tourbillons qui subit une diminution brutale atteignant la valeur minimale correspondant à  $\lambda=3,5D$  pour la fréquence de déformation radiale  $St_f=St=0,25$ . Puis, on remarque, à nouveau, une augmentation de la longueur d'onde jusqu'à une valeur égale à  $4,3D$  telle que la fréquence de déformation est  $St_f=0,3$ .

Une petite modification du mouvement a été mise en évidence au début de la gamme fréquentielle sensible, correspondant à la fréquence de déformation  $St_f=0,216$  : la longueur d'onde croît légèrement puis décroît, pour continuer à diminuer jusqu'à  $St_f=0,25$ .

On peut interpréter la diminution puis l'augmentation successive des longueurs d'onde d'apparition des tourbillons respectivement par la prédominance des forces de répulsion dans la phase d'augmentation du diamètre du cylindre, et celle d'attraction dans la phase de diminution du diamètre du cylindre.

Au-delà de la fréquence ( $St_f=0,3$ ), la longueur d'onde montre une tendance stabilisatrice autour d'une valeur égale à 4 fois le diamètre du cylindre correspondant à la longueur d'onde du cas naturel.

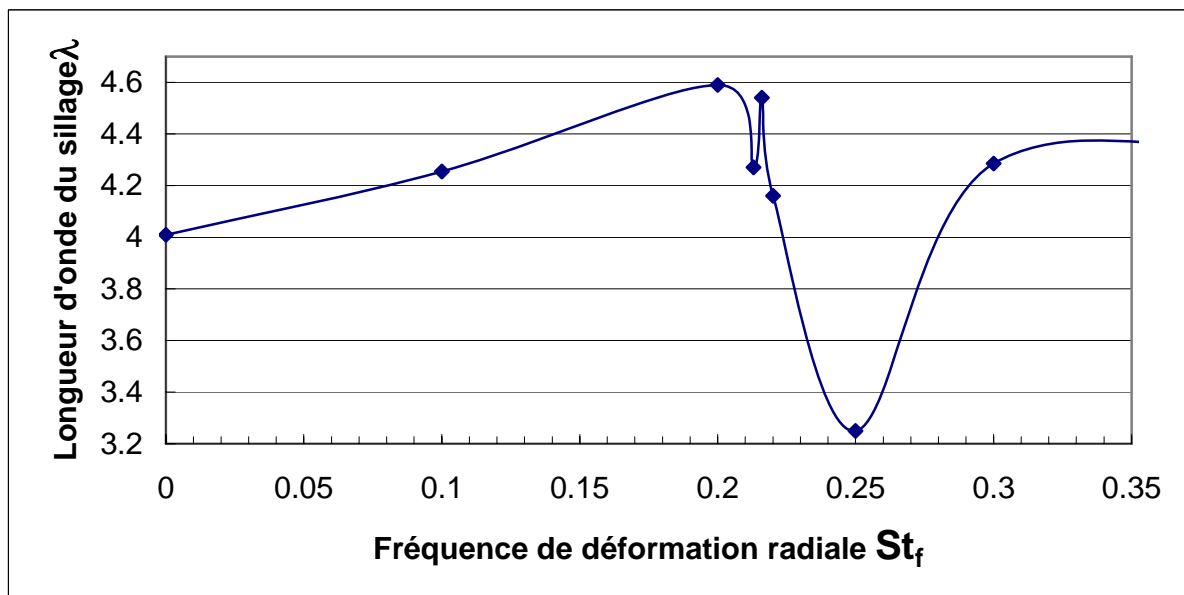
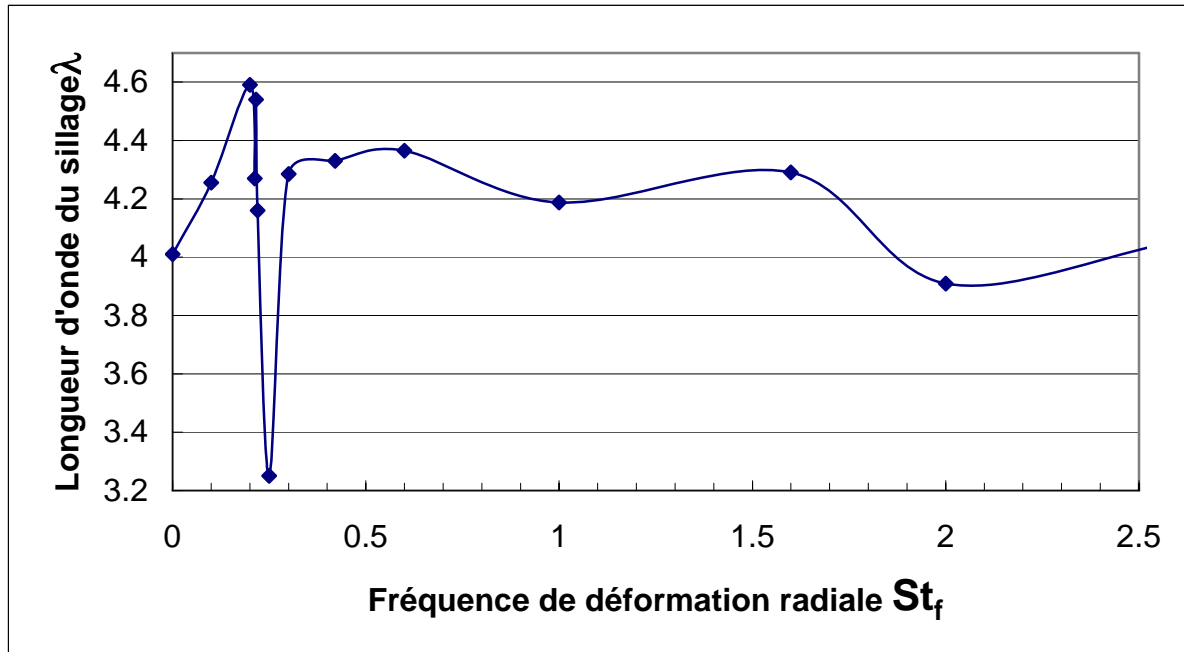
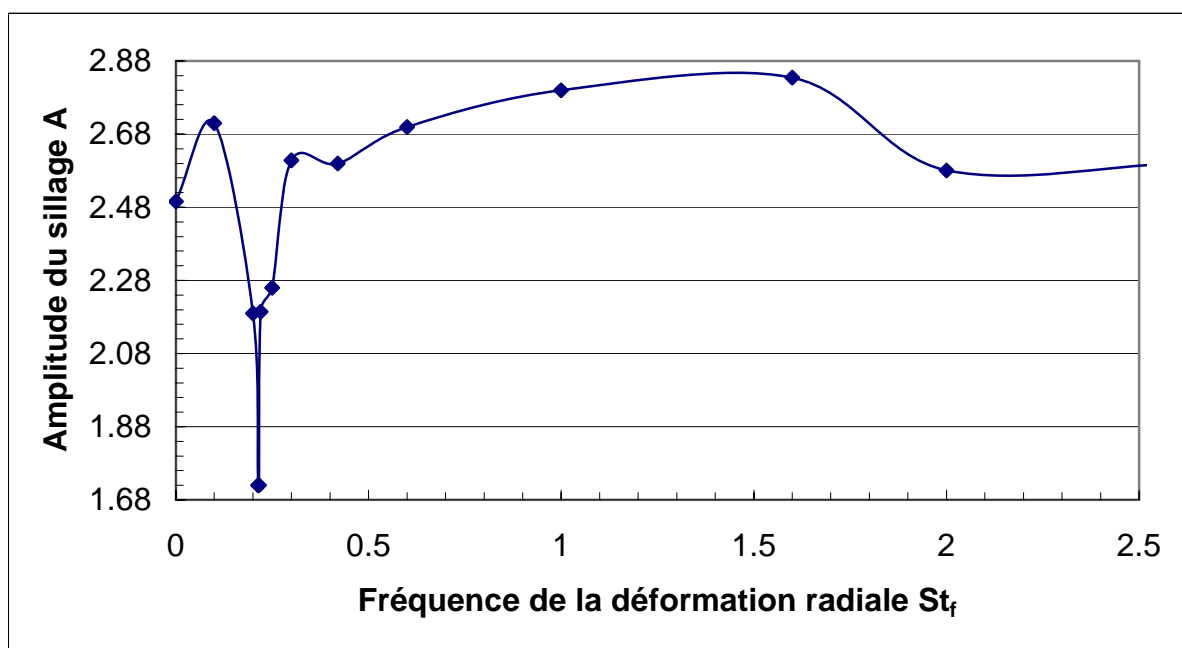


Fig.IV.9: Evolution de la longueur d'onde en fonction de la fréquence de la déformation radiale d'un cylindre

## 2°) L'influence des fréquences d'excitations sur l'amplitude du sillage

L'examen de l'évolution des amplitudes  $A$  (distances transversales qui séparent les deux premiers tourbillons de natures différentes (figure IV.8)) en fonction de la fréquence de déformation radiale du cylindre  $St_f$ , est représentée par la Figure IV.10. Elle révèle des comportements analogues à ceux déjà observés avec les longueurs d'onde. Cependant, on remarque que la gamme fréquentielle la plus sensible détectée avec les longueurs d'onde, ne coïncide pas avec celle de l'évolution de l'amplitude, où l'on trouve qu'elle subit un décalage vers les valeurs les plus basses des fréquences imposées.



**Fig.IV.10: Evolution de l'amplitude du sillage d'un cylindre en fonction de la fréquence de la déformation radiale**

Bearman (1997) [6] a mesuré pour le cas d'un cylindre en oscillation transversale dans un écoulement libre, la variation d'amplitude d'oscillation du sillage en fonction des fréquences qui se situent dans une gamme fréquentielle dite de lock-in (figure IV.11), déterminant le phénomène d'accrochage des fréquences qui sera étudié en détail dans le paragraphe VI.

La comparaison des résultats de Bearman de la figure IV.12 avec notre résultats représentés dans la figures IV.11, montre que la gamme fréquentielle sensible ( $0.5 < St_f / St_n < 1.5$ ) mentionnée précédemment avec l'évolution de l'amplitude du sillage

contrôlé par la technique de déformation radiale du cylindre inclue la gamme du lock-in ( $0,75 < f/f_s < 1,05$ ) trouvée par Bearman dans la figure IV.11.

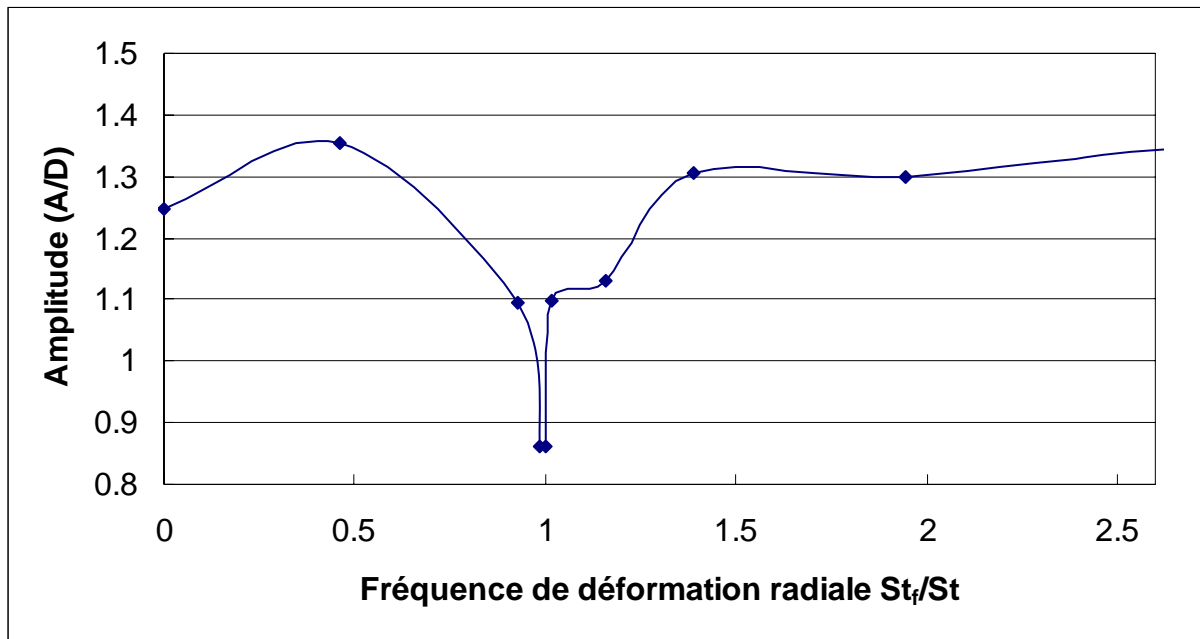


Fig.IV.11: Evolution de l'amplitude du sillage d'un cylindre en fonction de la fréquence de la déformation radiale (Normalisée)

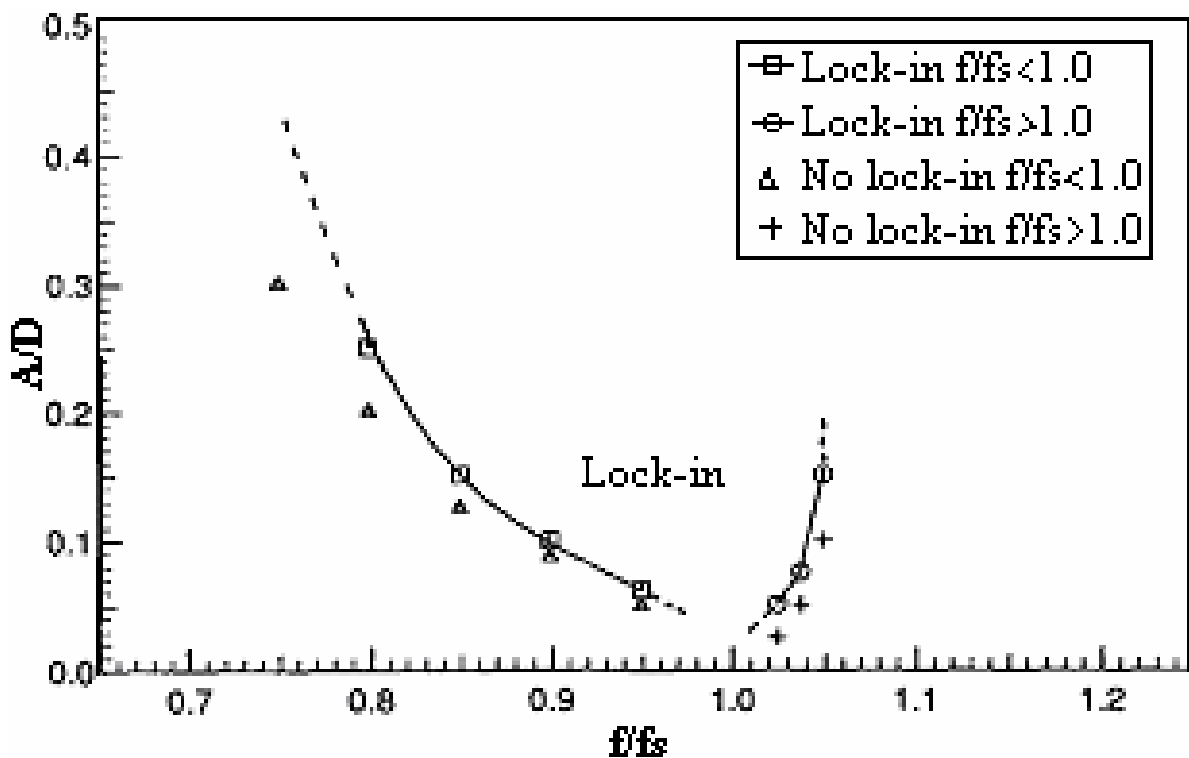
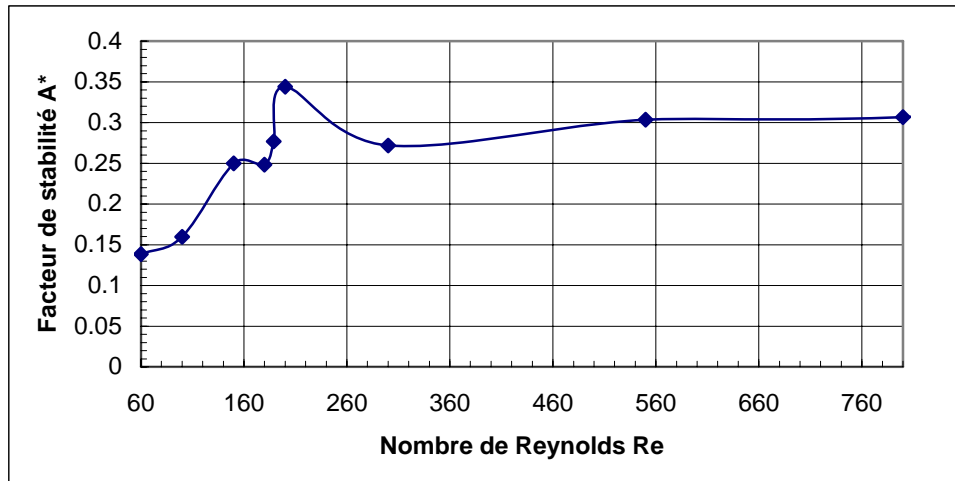


Fig.IV.12: Détermination des limites du lock-in d'un cylindre circulaire à  $Re=200$ , d'après Bearman [6]

### 3°) Influence des fréquences d'excitations sur le facteur de stabilité $A^*$ du sillage



**Fig. IV.13: Evolution du facteur de stabilité du sillage  $A^*$  en fonction du nombre de Reynolds Re**

Sur la figure ci-dessus on représente l'évolution du facteur de stabilité du sillage en fonction du nombre de Reynolds. On constate la tendance du sillage du cylindre vers une stabilité prononcée aux nombres de Reynolds  $Re > 150$ , nous observons que ce facteur de stabilité fluctue autour de 0,3 avec les nombres de Reynolds élevés, après avoir marqué des faibles valeurs d'ordre de 0,14 avec les faibles nombres de Reynolds correspondant au processus de déclenchement de la première instabilité de Von Karman.

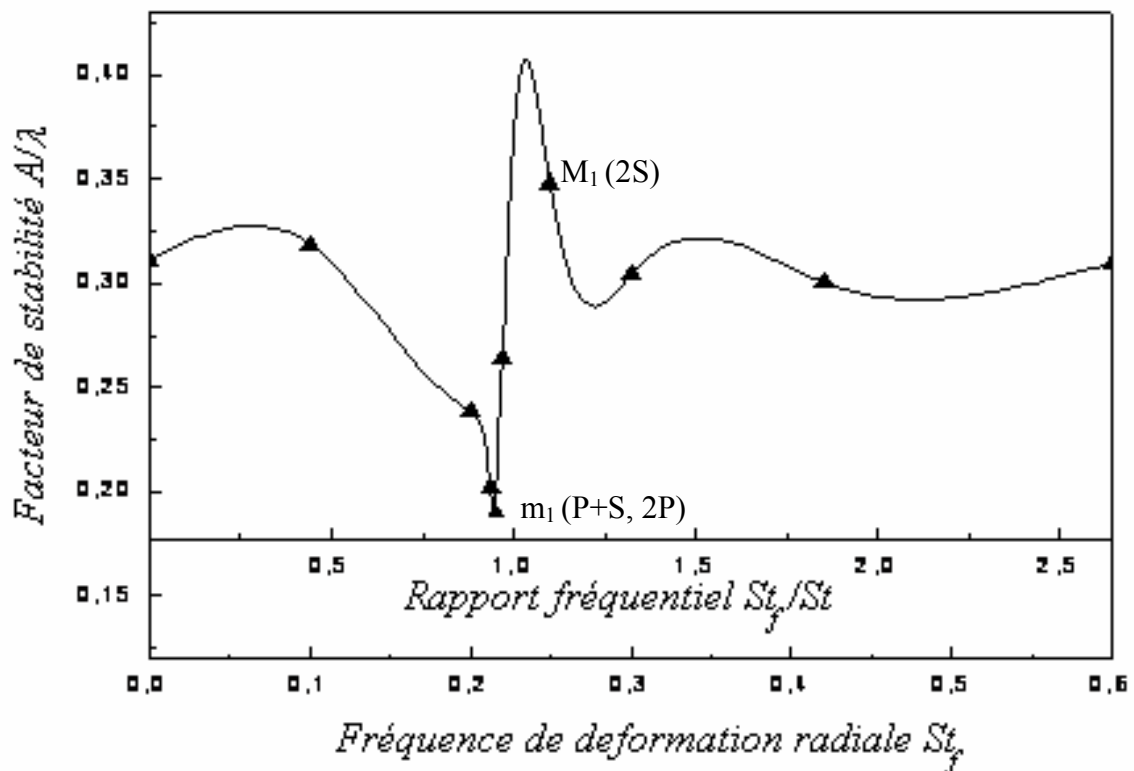
L'allure du facteur de stabilité ( $A^* = A/\lambda$ ) représentée sur la figure IV.14, met en évidence l'évolution de  $A^*$  en fonction de la fréquence de déformation radiale imposée  $St_f$ , et en fonction du rapport fréquentiel  $St_f/St$ .

Au départ, vers le point  $M_1$ , on note une valeur maximale relative égale à  $A^* = 0,31$  liée au facteur de stabilité dans le cas d'un cylindre non déformable. Cette valeur semble assez proche de celle de Von Kármán trouvée théoriquement avec le nombre de Reynolds plus faible ( $Re = 140$ ). Ce résultat justifié par la forte stabilité qui peut se maintenir ainsi, jusqu'à un nombre de Reynolds égal à  $Re = 550$ , voir figure VI.13.

Au voisinage de  $m_1$  On constate une importante diminution du facteur de stabilité à  $A^* = 0,19$ , qui se produit autour de la fréquence de déformation radiale égale à 0,21, correspondant à l'apparition des deux modes d'émission tourbillonnaire

associés (P+S et 2P), liés au détachement des tourbillons à l'aval du cylindre, et que l'on analysera par la suite.

Plus loin, une augmentation plus importante du facteur de stabilité culminant est observée en  $M_1$  soit, :  $A^* = 0.345$  autour de la fréquence de déformation radiale  $St_f = 0.25$ , très proche de la valeur remarquable  $St_f/St \cong 1.15$  qui correspond au mode d'émission tourbillonnaire (2S) apparaît à l'aval du cylindre. Ceci justifie la forte stabilité de ce mode dans le sillage du cylindre (mouvement plus stable).



**Fig. IV.14: Evolution du facteur de stabilité du sillage sous l'effet de la fréquence de déformation radiale du cylindre à  $Re=550$ .**

Lorsqu'on soumet le cylindre à des fréquences de déformation radiale élevées, le facteur de stabilité  $A^*$  a tendance à décroître pour atteindre des valeurs déjà trouvées dans le cas naturel.

## II. 3. MODES D'EMISSION TOURBILLONNAIRE :

### II. 3.1. Apparition des singularités dans le sillage

Il est bien connu que le sillage d'un cylindre circulaire devient tridimensionnel pour un nombre de Reynolds suffisamment élevé. Les deux modes d'instabilité,

appelés mode A et mode B, ont été clairement identifiés expérimentalement par Williamson [71] en 1998.

Ces modes d'instabilité correspondent respectivement, à des longueurs d'onde de l'ordre de  $4D$  et  $0.8D$ , dans le sillage proche du cylindre, et ne dépendent pas du nombre de Reynolds, au moins jusqu'à  $Re=1000$ . Il semble qu'il y ait d'autres instabilités à haute fréquence à partir de  $Re=1900$ , ainsi que de fortes amplifications à  $Re=3400$  et  $Re=5900$  selon P.PONCET [52] qui n'ont jamais été mis en évidence numériquement.

Ceci signifie, en ce qui concerne l'aspect numérique (c'est-à-dire pour les équations de Navier Stokes), que les solutions bidimensionnelles sont instables à partir d'un certain nombre de Reynolds  $Re$ . Les premières simulations numériques qui ont mis en évidence ce phénomène datent de 1992 et sont dûs à Tomboulides, Triantafyllou et Karniadakis ([65, 66])

En 1996, Barkley et Henderson [9] ont signalé les deux valeurs de nombre Reynolds critiques, à partir desquels se déclenchent deux types d'instabilités : le mode A commence à  $Re=188.5\pm 1.0$ , tandis que le mode B apparaît à  $Re=259\pm 2$ , et est en accord avec les expérimentations [71].

Williamson et Roshko (1988) [69], ont essayé de classer les divers modèles du sillage observés. Ainsi, pour un nombre de Reynolds égal à 392, ils ont pu distinguer et interpréter les zones de synchronisation dans une situation hydrodynamique donnée d'après une cartographie utilisant les deux paramètres (longueur d'onde  $\lambda/D$ , amplitude d'ondulation transversale  $A/D$ ) comme paramètres de contrôle d'un cylindre soumis à des oscillations forcées.

Ponta et Aref (2006) [53] utilisant les mêmes paramètres de contrôles cités précédemment, afin de mettre en évidence les différentes zones de synchronisation dans le cas d'un faible nombre de Reynolds ( $Re=140$ ) avec le mode de détachement apparaît. Dans cette situation on observe plusieurs modèles du sillage plus complexes dûs aux oscillations forcées du cylindre.

Romero et al (2007) [56] se sont basés sur une étude paramétrique en fonction de la fréquence adimensionnelle (le nombre de Strouhal) et l'amplitude du battement de l'aileron qui a permis d'identifier : 1) la transition entre une allée tourbillonnaire de type Benard Von Kármán et l'allée des sillages propulsifs ; 2) la brisure de symétrie de

cette allée inversée donnant lieu à un sillage asymétrique correspondant à un nombre de Reynolds  $Re=255$ .

### ***II. 3.2. Influence de la fréquence de déformation $St_f$ sur les modes d'émission tourbillonnaire***

La structure du sillage formée à l'aval du cylindre est intimement liée au mode d'émission tourbillonnaire observé dans le sillage proche immédiatement après sa séparation complète du cylindre (zone proximale). Plusieurs modes d'émission tourbillonnaire cités dans la littérature sont pratiqués selon l'état dynamique du cylindre considéré (en oscillation libre, forcée, en rotation etc.). Ils sont directement liés à un processus de synchronisation qui pourrait s'établir entre les fréquences du mouvement du cylindre et celles du mécanisme de détachement tourbillonnaire.

Les figures ci-dessous montrent la prédominance de deux modes d'émission tourbillonnaire dans le sillage proche selon la fréquence de pulsation radiale imposée au cylindre. Le premier mode détecté est le (2S), qui signifie que deux tourbillons singuliers se détachent successivement du côté haut et du côté bas du cylindre. Le deuxième mode (P+S) signifie qu'une paire tourbillonnaire se détache à partir de l'un des deux côtés du cylindre, et le tourbillon singulier se détache de l'autre côté. Cependant, on doit signaler que nous cherchons dans le (paragraphe II.3.3) l'apparition d'un troisième mode (2P), caractérisé par une fréquence de déformation radiale égale à 0.216. Ceci signifie que deux paires tourbillonnaires se détachent successivement des deux côtés du cylindre.

D'autres phénomènes d'apparition de splitting (brisure de symétrie) et de coalescence tourbillonnaire, sont conditionnés par d'autres fréquences d'excitation imposées au cylindre déformable.

#### ***1°) Cas naturel et faibles fréquences de déformation radiales ( $0 \leq St_f < 0.2$ )***

On commence à observer dans le cas indéformable correspondant à un cylindre non déformable le mode (2S) qui apparaît habituellement au sein des écoulements dans la nature.

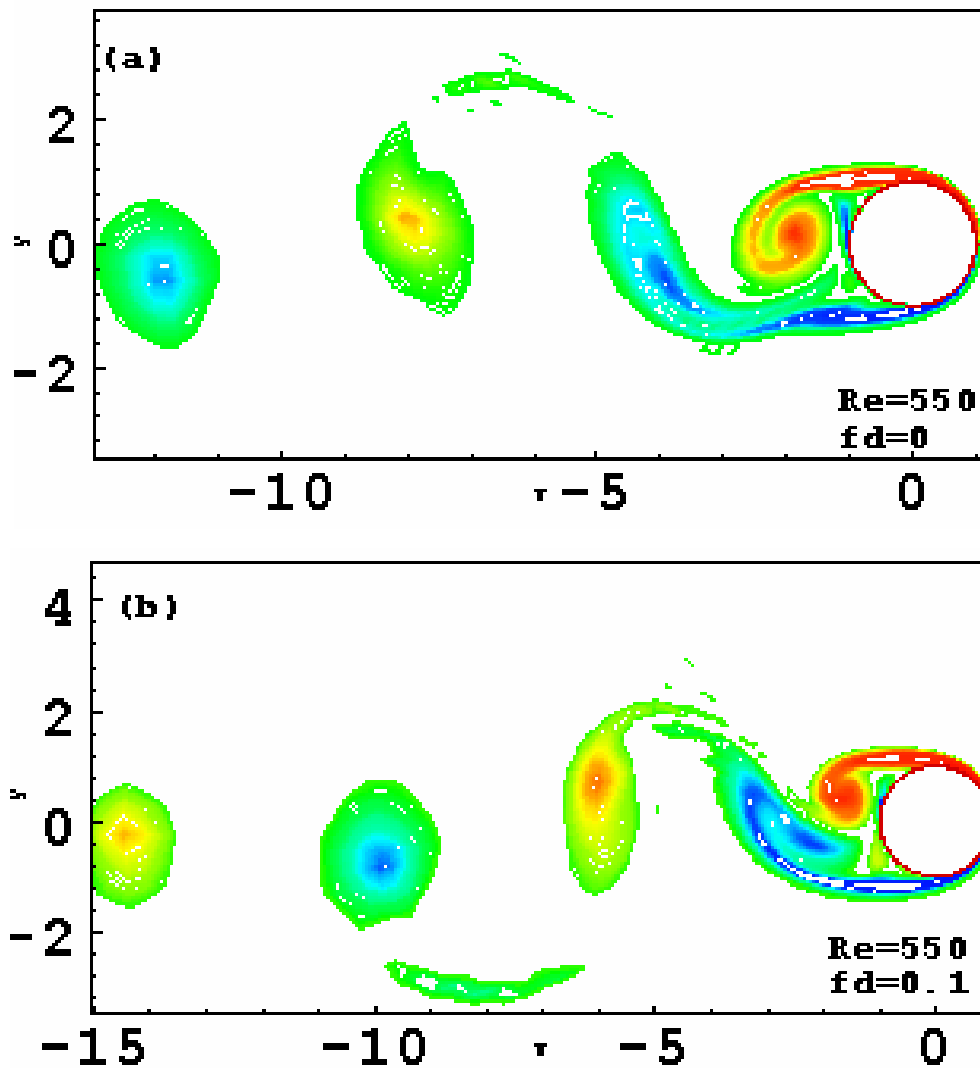


Fig.IV.14: Mode d'émission tourbillonnaire (2S)

#### Cas naturel et faibles fréquences de déformation radiales ( $0 \leq St_f < 0.2$ )

Lorsqu'on soumet le cylindre à des faibles fréquences de pulsation radiale, on note que l'écoulement reste insensible au mouvement pulsatile du cylindre. Ceci apparaît clairement sur la figure IV.14 avec une fréquence de pulsation radiale  $St_f=0.1$ , qui est relative au mode d'émission invariable par rapport au cas naturel.

#### 2°) Fréquences de déformation radiale intermédiaires ( $0.2 \leq St_f \leq 0.3$ )

##### ➤ ( $0.2 \leq St_f < 0.25$ )

Un nouveau mode d'émission tourbillonnaire apparaît sous l'effet d'une fréquence d'oscillation forcée  $St_f=0.2$ , afin de remplacer le mode d'émission 2S indiqué précédemment. On constate d'après la figure IV.15, l'existence de deux tourbillons de même nature successivement émis du côté extrados du cylindre, suivi d'un autre tourbillon singulier émis du côté intrados, vont former le mode d'émission

appelé (P+S). Ce mode d'émission tourbillonnaire peut ainsi exister dans le cas d'un cylindre soumis à des fréquences de pulsation radiale situées dans une gamme fréquentielle ( $0.2 \leq St_f < 0.25$ ), sachant que cet intervalle contient la fréquence d'émission tourbillonnaire qui correspond au cas naturel (cylindre indéformable).

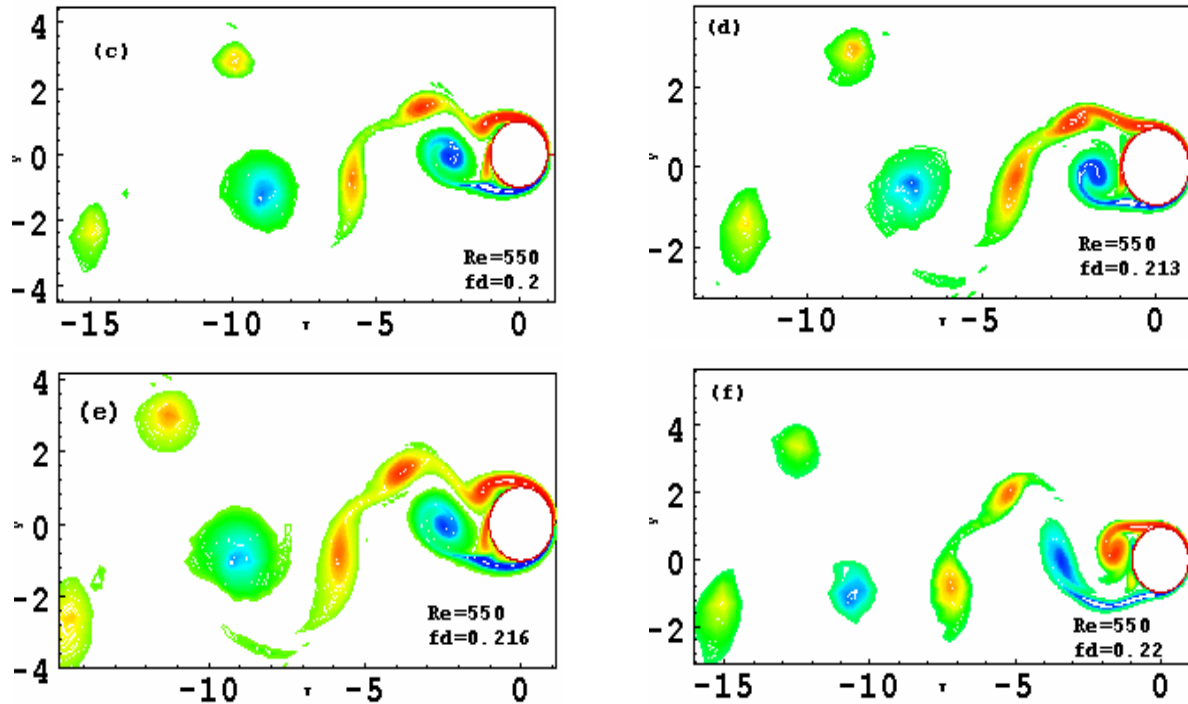


Fig. IV.15: Mode d'émission tourbillonnaire (P+S) au cas d'un cylindre déformable ( $0.2 \leq St_f < 0.25$ )

➤  $0.25 \leq St_f \leq 0.3$

Sur la figure IV.16, pour la seconde fois, l'apparition du mode d'émission tourbillonnaire (2S) est observée. Cela se produit dans le cas d'un cylindre soumis à une fréquence de déformation radiale  $St_f=0.25$ . Ce mode d'émission ne reste pas stable si l'on augmente la fréquence de déformation. Par la suite, il y a coalescence qui réapparaît encore une fois à une fréquence de déformation radiale ( $St_f=0,3$ ) avant son détachement dans le sillage, le mode d'émission reste toujours sous forme (2S) mais avec une forte tendance d'émergence d'un autre mode correspondant au phénomène de splitting des tourbillons dans la phase de formation. Cela a été ainsi remarqué précédemment par H. Oualli [47] pour un nombre de Reynolds  $Re=300$  ( $St_f=300$ ,  $a=0.2$ ).

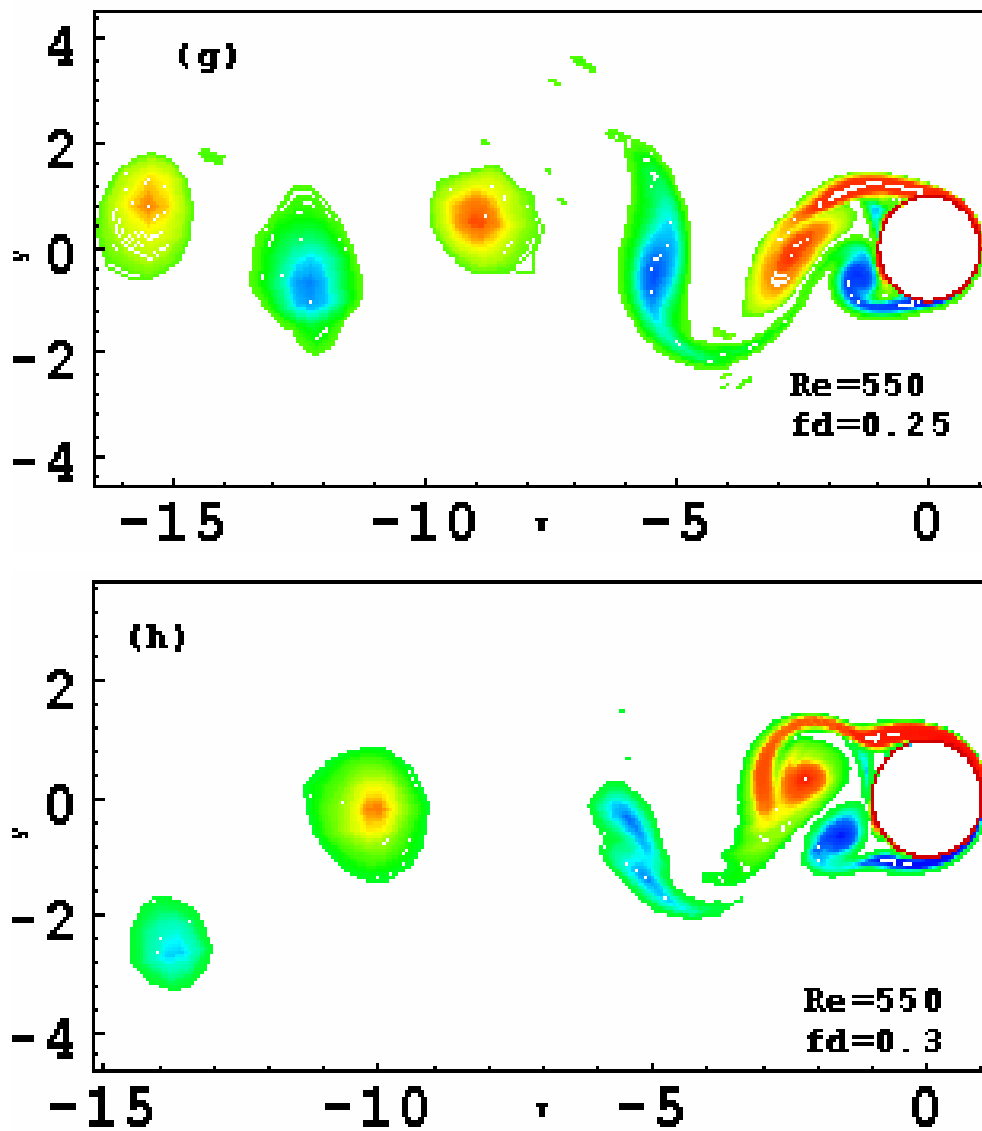


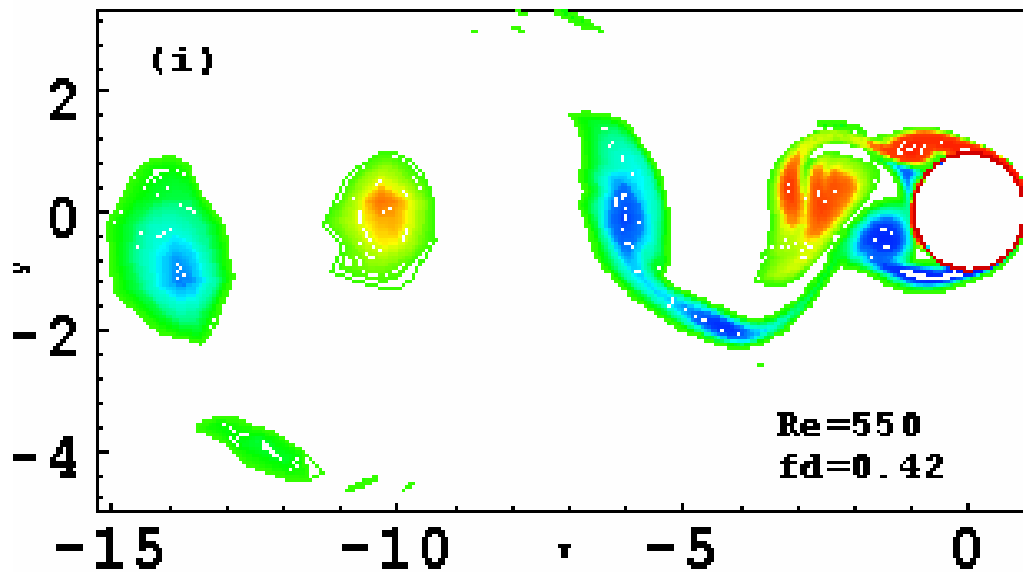
Fig.IV .16: Mode d'émission tourbillonnaire (2S) ( $St_f=0.25$ ,  $St_f=0.3$ )

L'analyse du processus d'émission des structures tourbillonnaire, derrière le cylindre sous l'effet d'une fréquence de pulsation radiale dans la gamme fréquentielle la plus sensible ( $0.2 \leq St_f \leq 0.3$ ) montre que le processus d'émission tourbillonnaire (P+S) est le mode prédominant.

### 3°) Hautes fréquences de déformation radiale

Lorsque on augmente la fréquence de la déformation radiale du cylindre  $St_f=0.42$ , la figure IV.17 révèle une nouvelle loi de comportement des tourbillons. On observe le phénomène de rupture ou de splitting du tourbillon formé à l'extrados du cylindre qui va coalescer avant leurs détachements complets de la surface du cylindre sous forme d'un tourbillon singulier. Par contre, du côté intrados, deux tourbillons séparés se

détachent en formant une paire tourbillonnaire. De ce fait, le mode d'émission (P+S) réapparaît encore une fois dans le sillage, justifiant l'existence d'une deuxième gamme sensible, très étroite autour de la fréquence de déformation radiale  $St_f=0.42$ .



**Fig.IV.17: Mode d'émission tourbillonnaire (P+S), cas d'un cylindre déformable ( $St_f=0.42$ )**

Quand on soumet le cylindre à une fréquence de déformation radiale de l'ordre du triple de la valeur de la fréquence de Strouhal correspondante au cas naturel, ( $St_f=0.6$ ), On observe sur la figure IV.18 que le mode d'émission tourbillonnaire (2S), lors de son apparition, révèle une tendance à l'émergence d'autres modes d'émission tourbillonnaire. Cela se justifie par l'effet de splitting suivi de la coalescence des trois tourbillons formés à l'extrados du cylindre. Ceci vaut également pour les deux tourbillons qui sont formés du côté intrados du cylindre. Ces résultats nous renseignent sur l'existence de nouveaux modes d'apparition liés à l'émission tourbillonnaire plus complexe qui constitué par un triplet (T) et une paire (P)

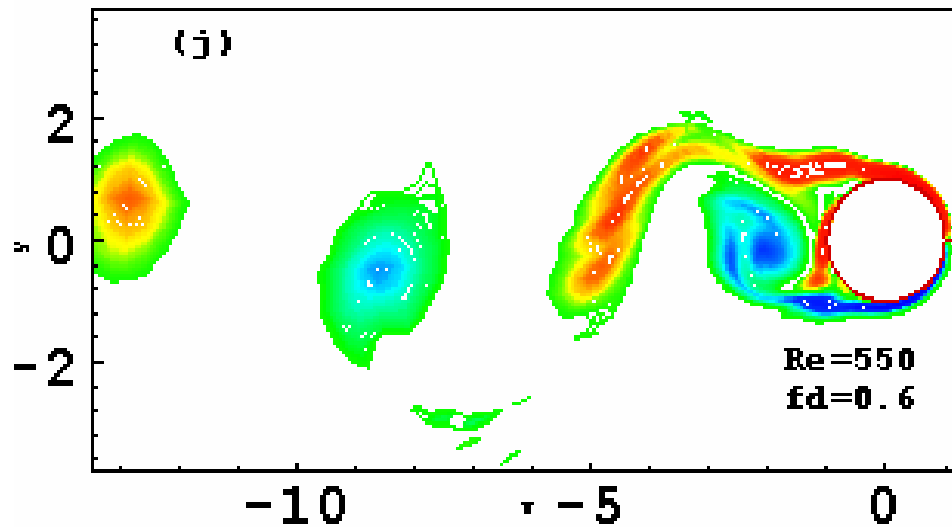


Fig.IV.18 : Modes d'émission tourbillonnaires 2S après coalescence ( $St_f=0.6$ )

Au-delà de cette fréquence ( $St_f > 0,6$ ), on remarque sur les figures IV.19 (k,l,m,n) la stabilité du sillage proche de l'écoulement qui devient insensible aux effets des hautes fréquences de déformation radiale du cylindre. Ceci signifie qu'il y a prédominance du mode d'émission (2S) dans le sillage avec les hautes fréquences de déformation radiale du cylindre.

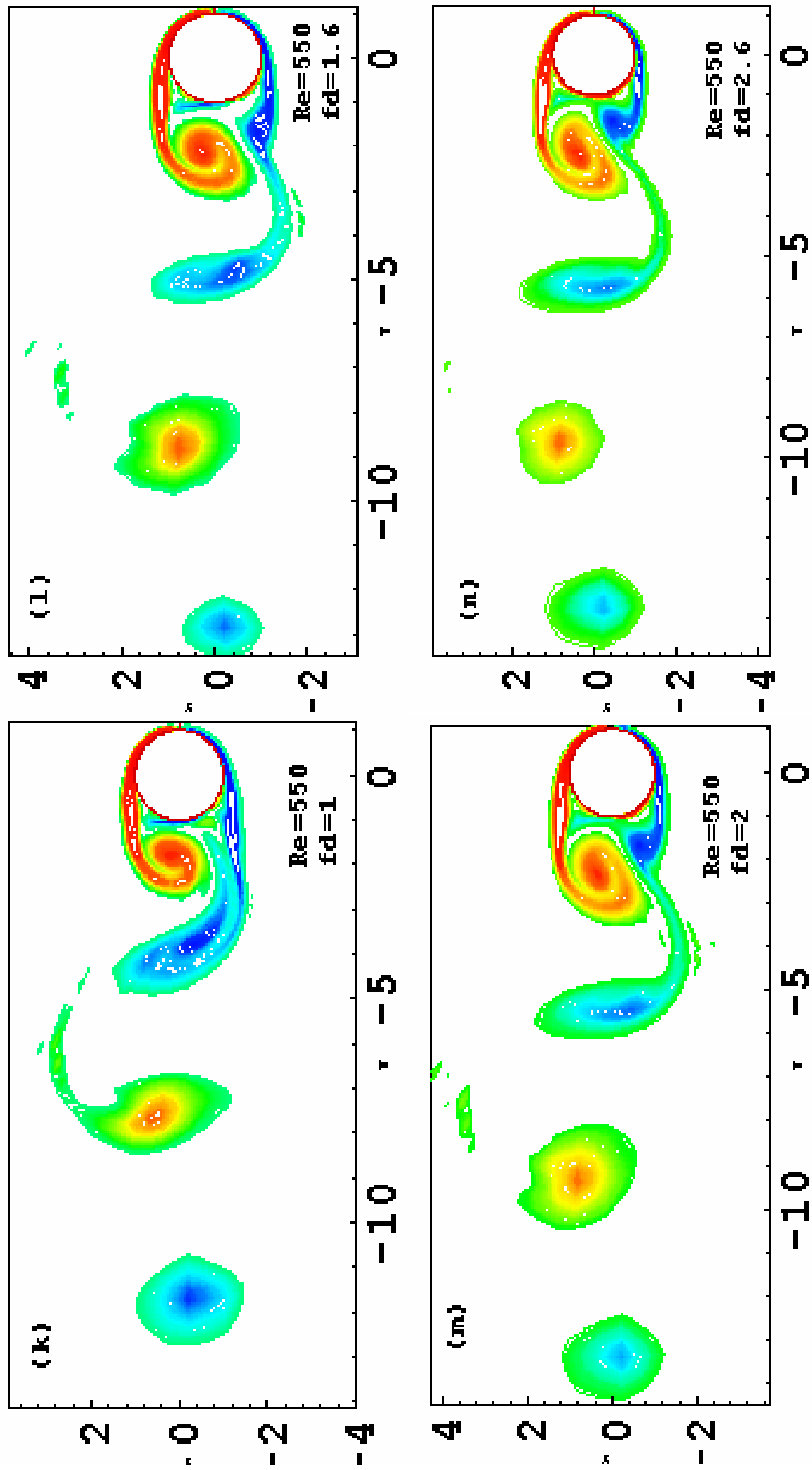
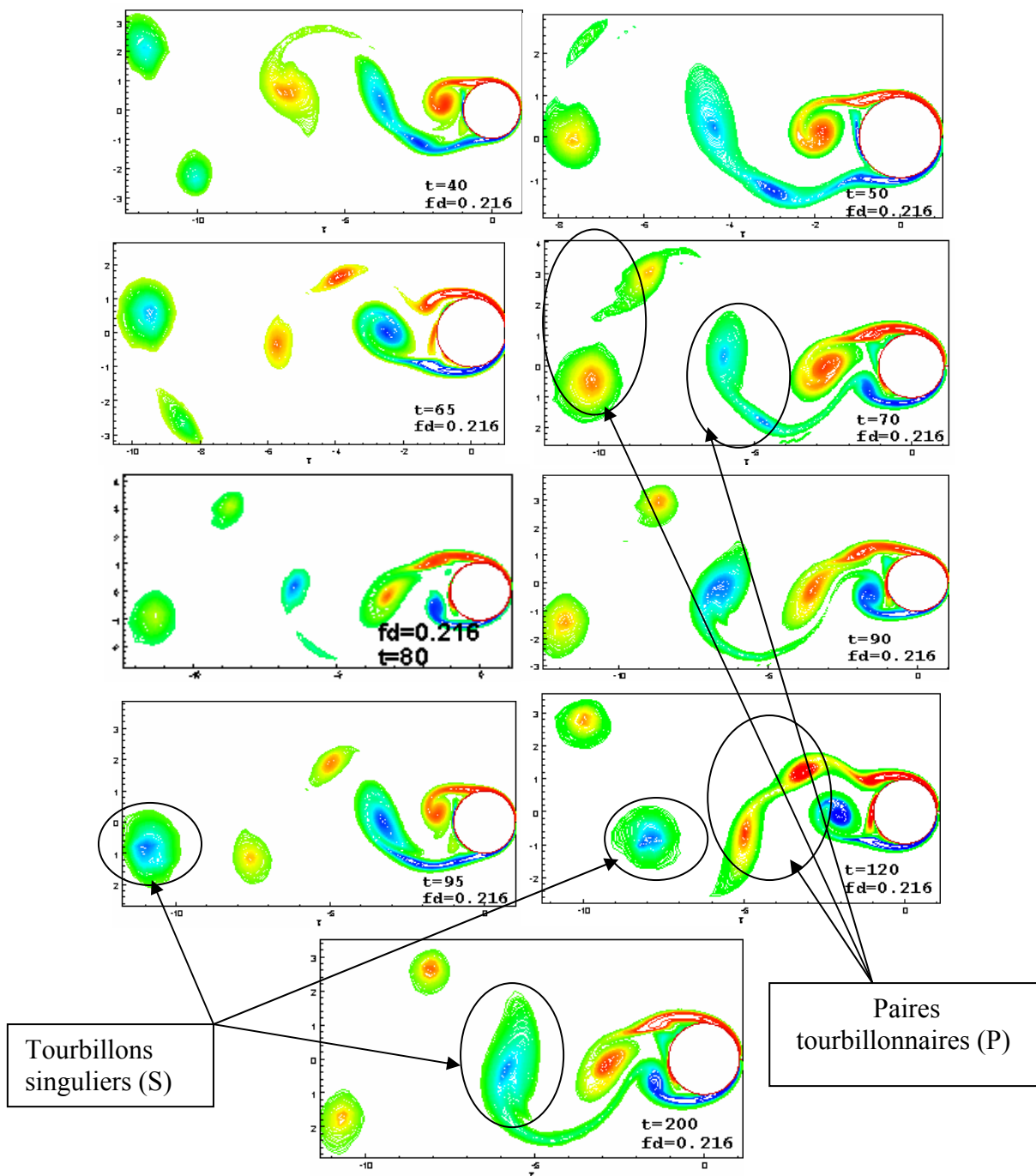


Fig.IV.19 : Mode d'émission 2S ( $St_f > 0.6$ )

### II. 3.3. Apparition du mode d'émission 2P

On considère dans cette dernière partie, l'étude d'un nouveau phénomène produit dans le cas d'un cylindre soumis à une fréquence de déformation radiale, mis en évidence vers la valeur de  $St_f=0.216$ . En effet, on relève l'apparition d'un mode de détachement (2P) à partir des premiers moments de la formation complète des tourbillons. Chacune de ces paires est constituée par deux tourbillons de différentes tailles. Elles sont détachées successivement du côté bas et du côté haut du cylindre. Cela est illustré sur la figure IV.20.



**Fig.IV.20 : Evolution des modes d'émission tourbillonnaire (2P)**

Dans la séquence d'images de la figure (IV.20), on se propose de suivre l'évolution de ce phénomène à partir d'un temps  $t=40$  jusqu'à un temps  $t=200$ .

Jusqu'ici le mode d'émission en (2P) n'a pas été observé dans le cas d'un cylindre soumis aux autres fréquences de déformation radiale. Toutefois, on peut l'obtenir avec une fréquence de déformation radiale  $St_r=0.216$ . Ce dernier phénomène peut se produire à l'aval du cylindre, et ne peut subsister, car il peut disparaître quand on augmente le temps. On note ainsi qu'à  $t=90$  la disparition de l'un des tourbillons d'une paire, à la suite de la réapparition du mode d'émission (P+S).

Sur la figure IV.21, on a observé, aux instants  $t=70$  et  $t=80$  que la taille des structures tourbillonnaires dans le sillage proche (zone distale) s'organisent sur la forme appariées (formation de deux paires), avec une diminution de la taille du second tourbillon détaché du côté bas du cylindre, puis tend à disparaître complètement à  $t=90$ . Parallèlement à ce phénomène, dans la figure 10, à l'instant  $t=75$ , on note l'existence de deux tourbillons secondaires formés à la surface du cylindre qui jouent un rôle de séparateur du lien entre le cylindre et les deux tourbillons primaires indiqués précédemment. Ainsi on constate que la taille du deuxième tourbillon secondaire diminue pour disparaître avec le deuxième tourbillon primaire correspondant (fig.10,  $t=150$ ). Finalement il reste un seul tourbillon secondaire de taille considérable pour couper le lien avec le tourbillon singulier qui se détache du côté bas du cylindre (fig.10,  $t=150$ ).

La paire tourbillonnaire émise de côté haut du cylindre commence à  $t=40$  selon différentes échelles de formation pour tendre à homogénéiser sa taille au fur et à mesure. Dans la figure IV.21 à  $t=200$ , on remarque la formation complète du premier tourbillon primaire ainsi que le premier tourbillon secondaire qui lui est associé. Ceci correspond au début de la formation d'un deuxième tourbillon primaire avec le tourbillon secondaire qui joue le rôle d'un séparateur de lien entre le tourbillon primaire et le cylindre.

Dans ces conditions on retrouve les observations expérimentales de Williamson et Roshko [69] qui justifient la formation des paires tourbillonnaires détachées, par une tension d'étirement appliqué aux tourbillons primaires voisins. On a, là, une preuve de l'existence de l'effet des tourbillons secondaires qui proviennent à partir de l'énergie arrachée aux tourbillons primaires interagissant avec le cylindre (figure IV.22).

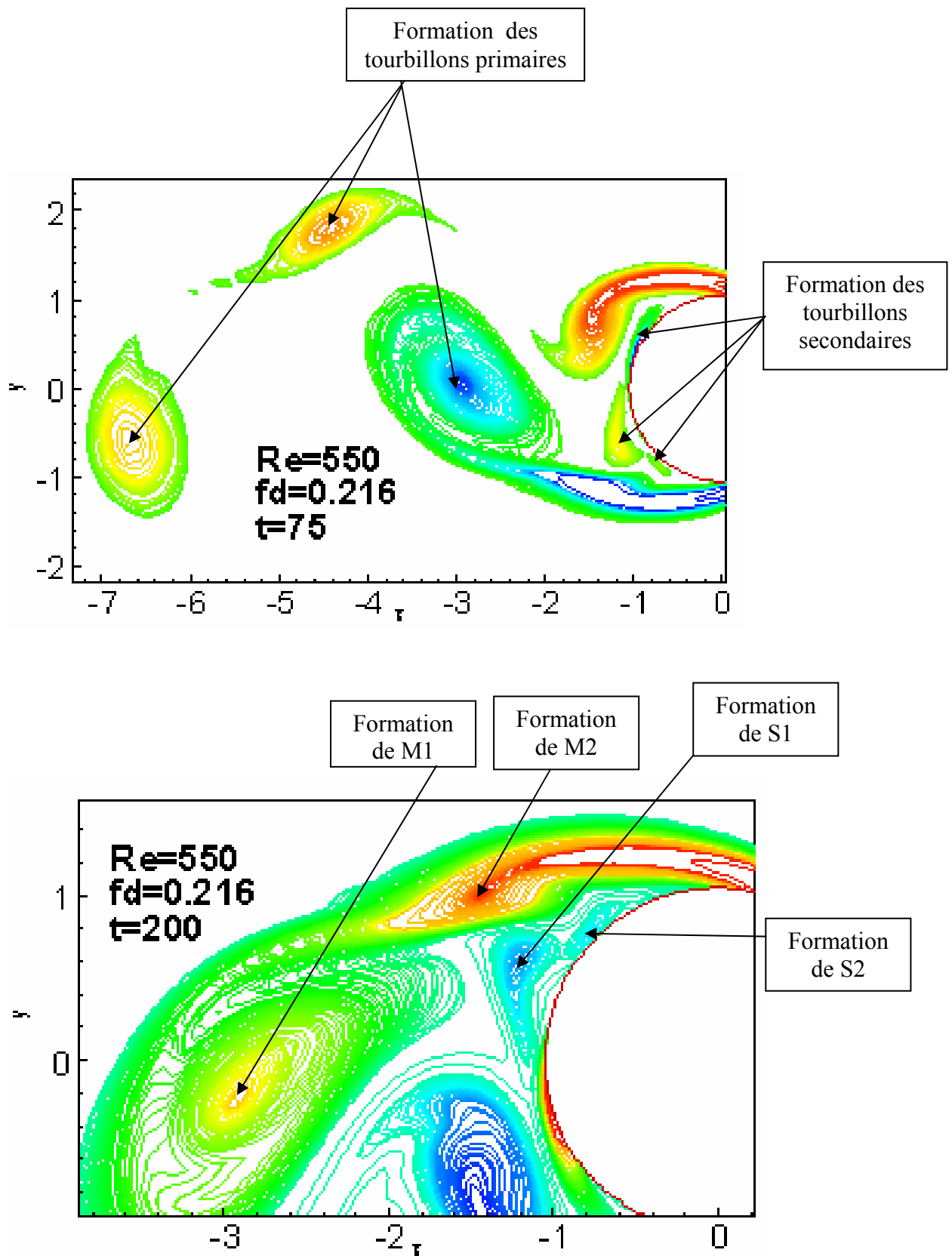


Fig.IV.11: Mise en évidence d'association des tourbillons secondaires avec les tourbillons primaires ( $Re=550$ ,  $St_t=0.216$ ,  $t=75$ )

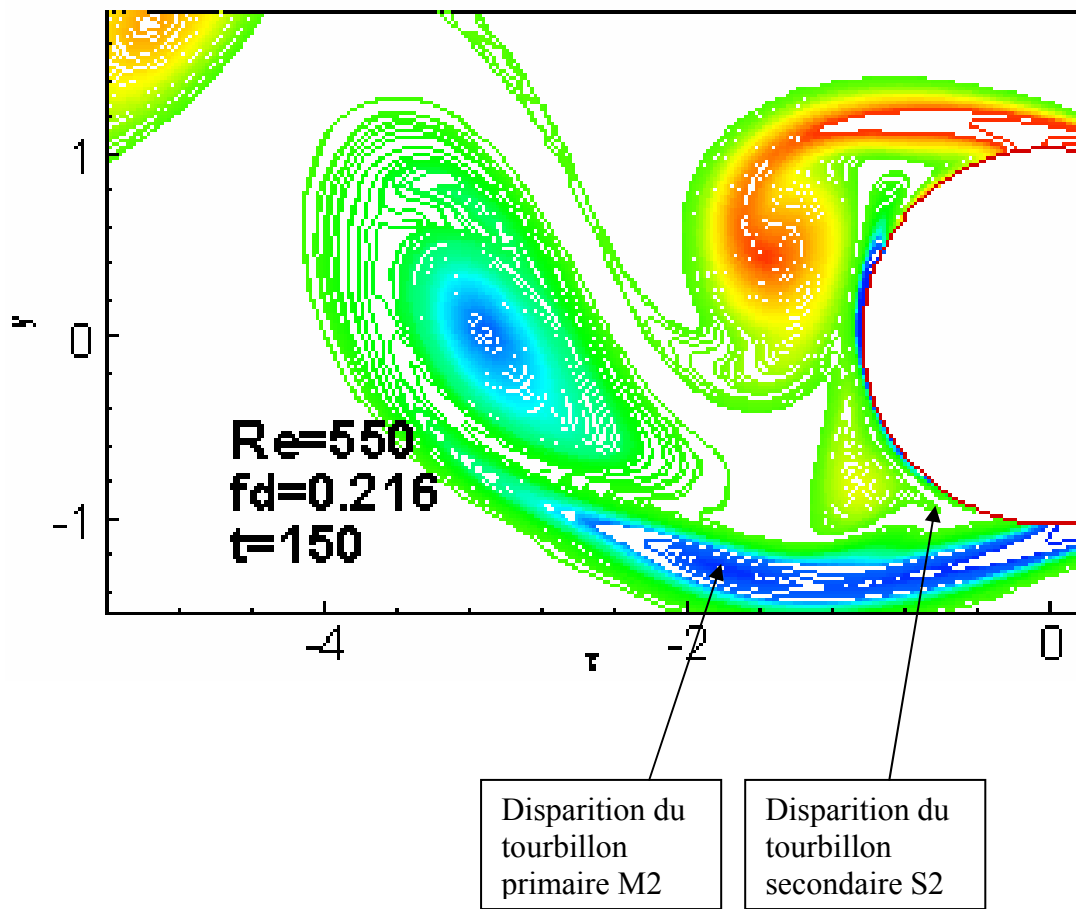


Fig. IV.22: Disparition du deuxième tourbillon secondaire et primaire ( $Re=550$ ,  $St_f=0.216$ ,  $t=150$ )

## **PARTIE II : ETUDE DE L'EVOLUTION DU COEFFICIENT DE PRESSION $C_p$ A LA SURFACE DU CYLINDRE**

### **I. BUT**

Nous avons vu que le contrôle de la séparation est d'une importance capitale en vue d'augmenter les performances des véhicules aériens, terrestres et navales. En général, le retard de la séparation est recherché afin d'assurer une réduction de la traînée. Il s'agit aussi d'empêcher le phénomène de décrochage et d'augmenter la portance en jouant sur la répartition du champ de pression.

Sachant que la séparation de la couche limite s'accompagne souvent de pertes énergétiques considérables, les performances des dispositifs pratiques sujets à des séparations sont substantiellement limitées par la position du point de détachement.

On cherche à retarder le phénomène de décollement de la couche limite à la surface du cylindre par la technique de contrôle de l'écoulement, en faisant varier la fréquence de la déformation radiale du cylindre en créant, ainsi, une diminution de l'épaisseur du sillage.

Aussi, les dimensions du sillage jouent un rôle essentiel sur les forces aérodynamiques s'exerçant sur le cylindre. Par ailleurs, comme il a été vu au chapitre I, qu'un décollement dans la couche limite coïncide avec le point d'inflexion du profil de pression à la surface du cylindre comme cela est confirmé par la figure IV.23. Ceci peut s'expliquer par des considérations d'échanges énergétiques: l'énergie cinétique acquise au détriment de l'énergie potentielle dans la région du gradient de pression favorable, se trouve dépensée pour vaincre les effets de la viscosité au sein de la couche limite. Par contre, l'énergie cinétique qui subsiste se trouve convertie en énergie potentielle dans la région de l'écoulement où le gradient de pression est inverse (ou défavorable). Mais cette dernière reste insuffisante pour surmonter " la pente de pression". Par conséquent le mouvement des particules fluides voisines de la paroi est ralenti jusqu'à leur arrêt total. A un certain point ou ligne, la sous- couche visqueuse va décrocher de la paroi en se brisant au loin de celle-ci. La plus proche ligne de courant de la paroi quitte l'obstacle en ce point et la couche limite est alors en séparation (figure IV.24).

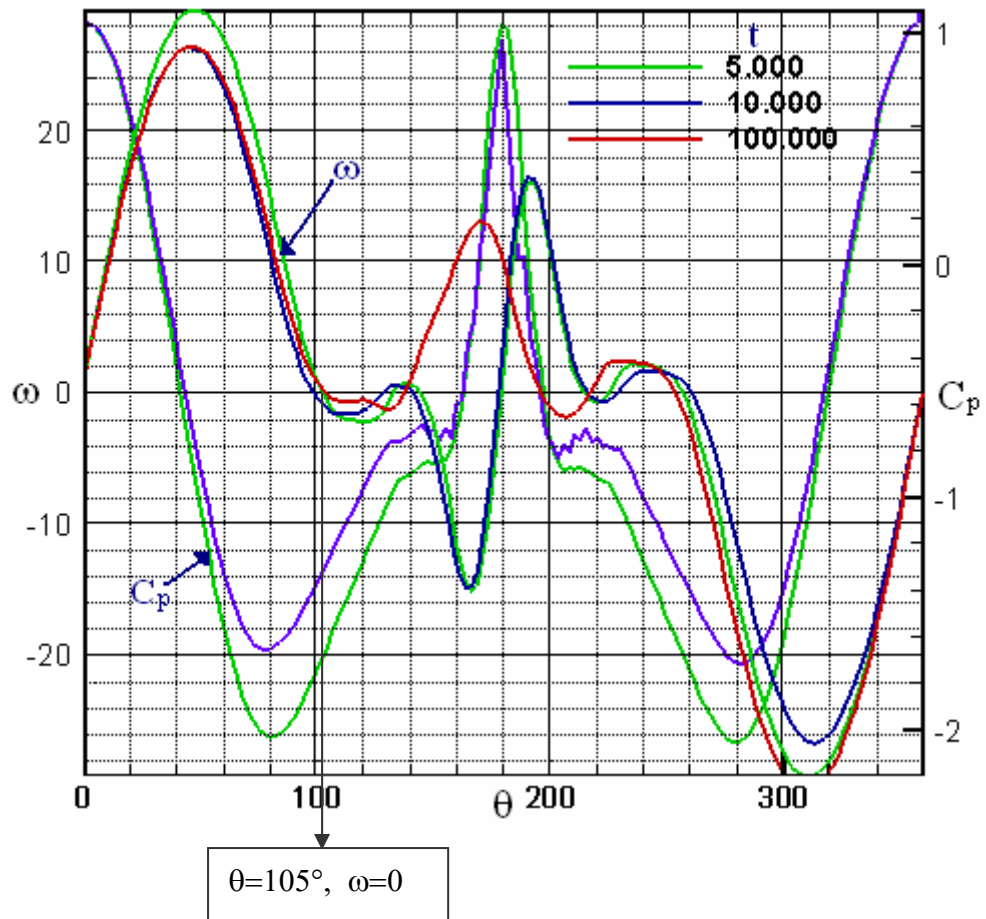


Fig.IV.23 : Détermination du point de décollement de la couche limite ( $Re=550$ ), cas naturel.

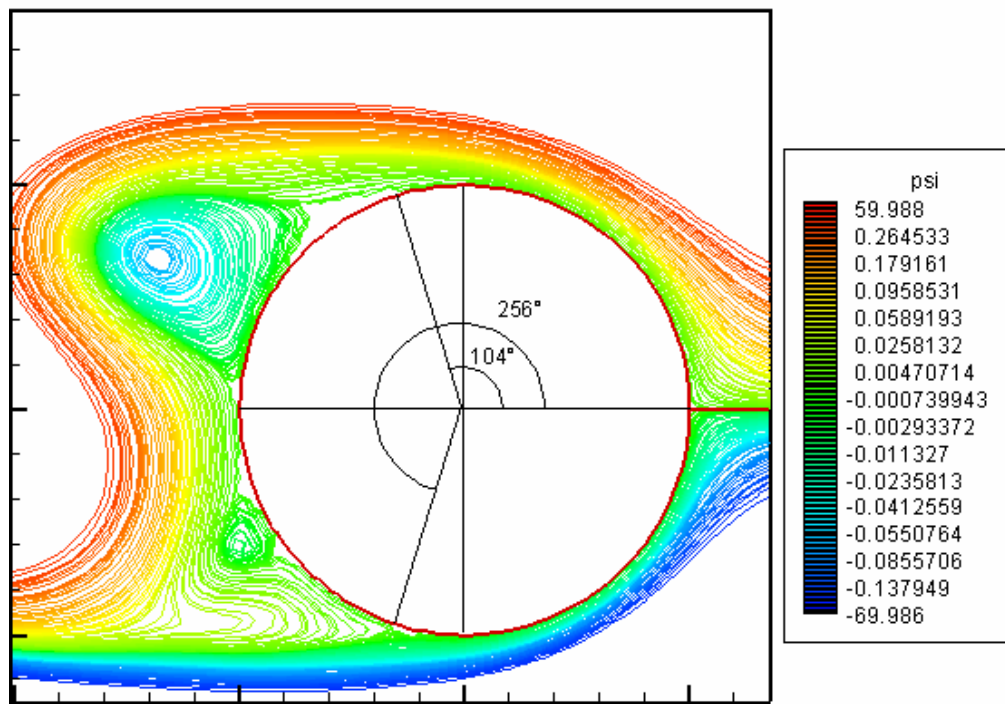


Fig.IV .24 : Point de décollement des lignes de courant de la sous couche visqueuse à la surface du cylindre.

Dans la suite, sera étudiée, l'évolution locale de la pression à la surface du cylindre au voisinage du point de décollement de la couche limite qui est un lien dynamique très sensible à l'évolution de la pression. De même, on constate un important échange énergétique qui se produit entre le champ de pression moyenne et les fluctuations dues aux variations d'énergie cinétique et l'énergie dissipée par les effets de la viscosité à la surface du cylindre. Ces échanges proviennent de la perturbation de l'écoulement en raison de la superposition de deux mécanismes différents : le premier est dû à l'existence d'un obstacle cylindrique et le second est généré par la déformation radiale de celui-ci.

On tente dans cette partie de mettre en évidence l'effet remarquable lié à la synchronisation des fréquences d'émission des structures tourbillonnaires à partir des fréquences de déformation radiale imposée au cylindre. Pour cela, on se base sur le signal des fluctuations de pression au voisinage du point de décollement.

## II. EVOLUTION DE COEFFICIENT DE PRESSION $C_p$ A LA SURFACE DU CYLINDRE

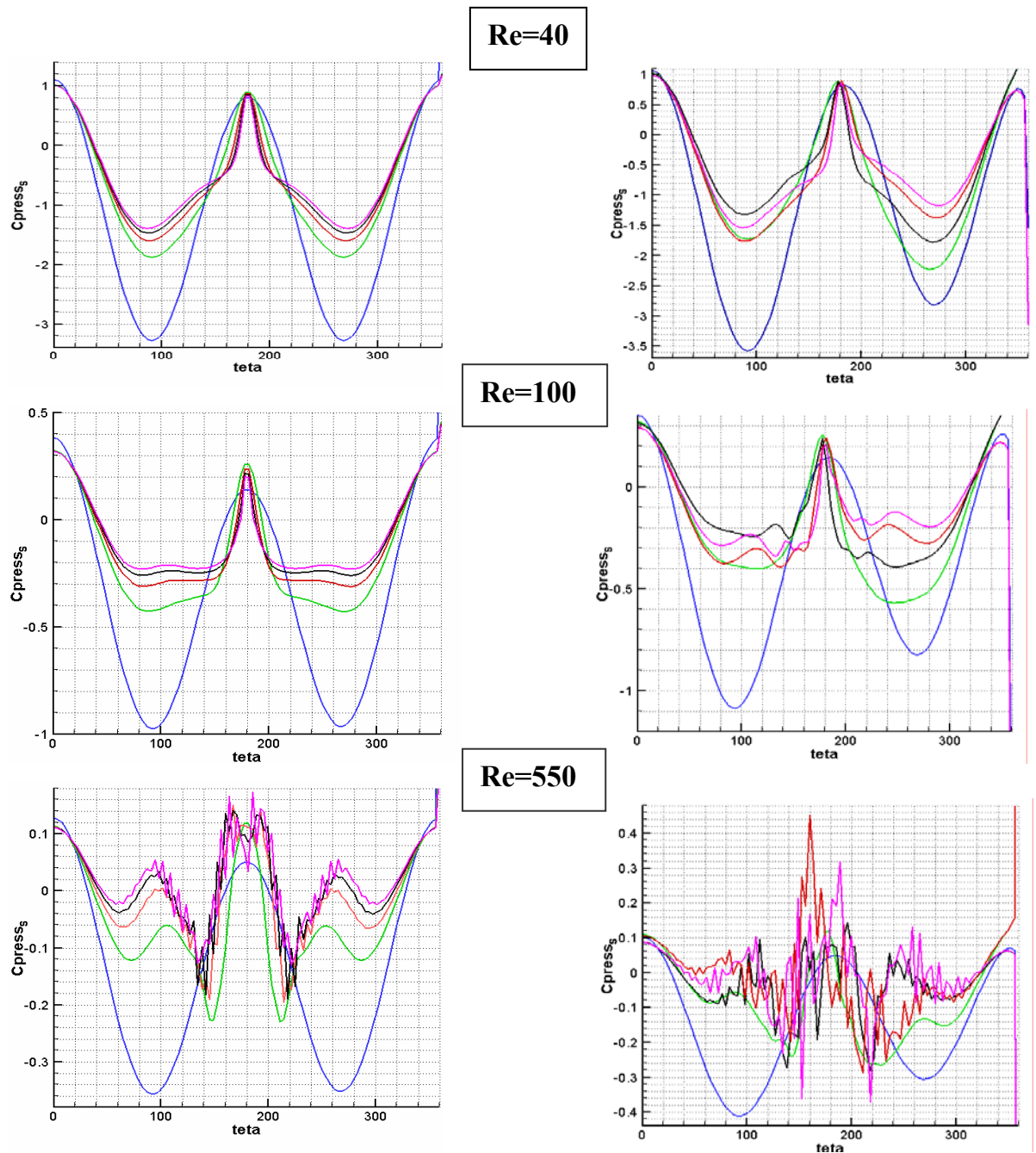
L'évolution de la pression à la surface d'un cylindre en fonction de l'angle  $\theta$  est tracée pour différents nombres de Reynolds à savoir 40, 100 et 550 correspondants aux régimes de bifurcation et de transition du régime d'écoulement. Les résultats sont représentés sur les figures ci-dessous.

On cherche à comparer nos résultats dans les deux cas : Cylindre radialement déformable (la fréquence de déformation  $f=0.5$  avec une amplitude  $A=0.05$ ) avec un cylindre indéformable ( $f=0$ ,  $A=0$ ).

Le choix des valeurs de ces nombres de Reynolds est justifié comme suit :

- 1°)  $Re=40$  : avant l'apparition de la première instabilité bidimensionnelle de Von Karman, liée à la séparation stationnaire du sillage/sillage proche fermé.
- 2°)  $Re=100$  est relatif au déclenchement de la première instabilité de Von Karman (1<sup>ère</sup> Bifurcation de Hapf / Emission des tourbillons) en Régime périodique laminaire, avant le développement du caractère tridimensionnel de l'écoulement.
- 3°)  $Re=550$  après l'apparition de la tridimensionnalité de l'écoulement, et développement des ondes de transition au sein des couches cisillées: instabilité de Kelvin- Helmholtz).

Les résultats trouvés sont représentés sur la figure IV.25. Ils semblent en bonne concordance avec ceux obtenus par M.Braza et al (1985) [13], Chien-cheng Chang et al (1991) [15]. Nos résultats numériques confirment également les résultats analytiques trouvés par Schlichting [61] correspondant aux faibles nombres de Reynolds et aux premiers instants de l'écoulement avant le décollement.



**Fig.IV.25: Evolution du coefficient de pression  $C_p$  à la surface du cylindre pour trois nombres de Reynolds (60, 100, 550) dans le cas naturel ou indéformable (à droite), et dans le cas déformable  $f=0.5, A=0.05$ , (à gauche) ( $-- t = 0.002$ ,  $--- t = 3.002$ ,  $--- t = 6.002$ ,  $--- t = 9.002$ ,  $--- t = 12.002$ ).**

On remarque la symétrie du profil du coefficient de pression entre l'extrados et l'intrados du cylindre indéformable lorsque le temps est croissant. La diminution de  $C_p$  relatif à un gradient de pression favorable pour  $\theta$  variant de  $0^\circ$  à  $90^\circ$  et de  $180^\circ$  à  $270^\circ$ . Inversement, son augmentation appelée gradient de pression défavorable pour  $\theta$  allant de  $90^\circ$  à  $180^\circ$  et de  $270^\circ$  à  $360^\circ$  est illustrée en figure IV.25. On notera au passage, l'asymétrie de ces profils de pression dans le cas d'un cylindre radialement déformable (figure IV.25).

Nous pouvons constater l'asymétrie des profils de  $C_p(\theta)$  qui existe toujours entre l'extrados et l'intrados observée dans le cas du cylindre déformable, pour les différents nombre de Reynolds considéré.

On signale également une propriété importante liée à l'évolution de  $C_p(\theta)$  dans le cas du nombre de Reynolds ( $Re=550$ ) par rapport aux deux autres cas, et qui réside dans l'apparition de pics de fluctuations qui s'amplifient quand le temps croit :  
 ---  $t = 0.002$ , ---  $t = 3.002$ , ---  $t = 6.002$ , ---  $t = 9.002$ , ---  $t = 12.002$ .

### III. VORTICITE A LA SURFACE ET DECOLLEMENT DE LA COUCHE LIMITE

La figure IV.26 représente l'allure de la vorticité  $\tilde{\omega}$  à la surface du cylindre. Elle est positive du côté supérieur du cylindre avant qu'elle ne s'annule aux environs d'un angle situé à  $\theta=110^\circ$  dans le cas naturel. Ainsi de changement de signe de  $\tilde{\omega}$  en fonction de  $\theta$  correspond au point de décollement de la couche limite   la surface du cylindre qui produit après coup, une zone de recirculation formée en aval de ce dernier, définissant une région d'écoulement où apparaissent les tourbillons primaires et les tourbillons secondaires.

On note aussi, l'instabilité du point de décollement en fonction du temps  $t$  et sous l'effet de la fréquence de déformation radiale  $St_f$ .

A une fréquence de déformation correspondant à  $St_f=0.2$ , le point d'annulation de la vorticité  $\tilde{\omega}$  se déplace vers l'amont, pour se stabiliser à un angle  $\theta=100^\circ$ . Cependant il fluctue autour de l'angle  $\theta=110^\circ$  dans le cas d'une fréquence  $St_f=0.22$ . Nous constatons également que l'angle de rattachement des tourbillons fluctue autour de  $170^\circ$  du côté extrados, et il est environ à  $190^\circ$  du côté intrados du cylindre. Cette propriété est complètement différente par rapport au cas naturel et aux faibles

fréquences de déformation radiale du cylindre. Ceci a pour conséquence principale de diminuer la taille du sillage.

En augmentant davantage la fréquence de déformation radiale,  $St_f=0.25$ , nous observons un très grand changement par rapport aux positions du point d'annulation de la vorticit   à la surface du cylindre. En effet, nous notons le déplacement brutal du point de décollement de la couche limite de  $\theta=100^\circ$  à  $t=105$  vers  $\theta=130^\circ$   $t=125$ . En outre, on remarque pour la fréquence de déformation radiale  $St_f=0.3$ , que ces angles de décollement fluctuent entre des valeurs plus élevées de  $\theta$ :  $\theta=125^\circ$  à  $t=105$  vers  $\theta=150^\circ$  à  $t=155$ . Néanmoins, dans ces deux cas, le reattachement de la couche limite est ainsi retardé ou peut disparaître complètement pour  $St_f=0,3$ .

En se donnant la fréquence de déformation radiale  $St_f=0.42$ , nous constatons que le point de décollement se red place vers l'amont. Toutefois, il fluctue autour d'un angle  $\theta=100^\circ$  ( $\theta=90^\circ$  à  $t=110$ ,  $\theta=110^\circ$  à  $t=145$ ) mais le réattachement réapparaît de nouveau à un angle  $\theta$  plus avancé en amont ( $\theta=140^\circ$ ).

Par ailleurs, nous notons que l'angle de décollement commence à diminuer pour les faibles fréquences de déformations radiales ( $St_f=0.2$ ), pour atteindre des valeurs inférieures à  $100^\circ$ . Il augmente pour des valeurs supérieures à  $140^\circ$  dans le cas des hautes fréquences de déformation radiale  $St_f=0.3$ . Nous établissons que le réattachement de la couche limite est retardé avec la première fréquence et disparaît complètement avec la deuxième fréquence. Comme le décollement et le réattachement de la couche limite sont des phénomènes intimement liés au comportement de la pression et influent considérablement sur les forces aérodynamiques, on tente dans ce qui suit d'analyser l'évolution du signal de pression au voisinage du point de décollement effectué à la surface du cylindre, pour un angle  $\theta=120^\circ$ . De façon symétrique, nous cherchons à comparer entre l'évolution des signaux enregistrés dans le cas naturel et celui du cylindre déformable pour les différentes fréquences de déformation radiales considérées :  $St_f=0.1$ ,  $St_f=0.2$ ,  $St_f=0.22$ ,  $0.25$ ,  $St_f=0.3$ ,  $St_f=0.42$ ,  $St_f=1$  et  $St_f=2.6$ .

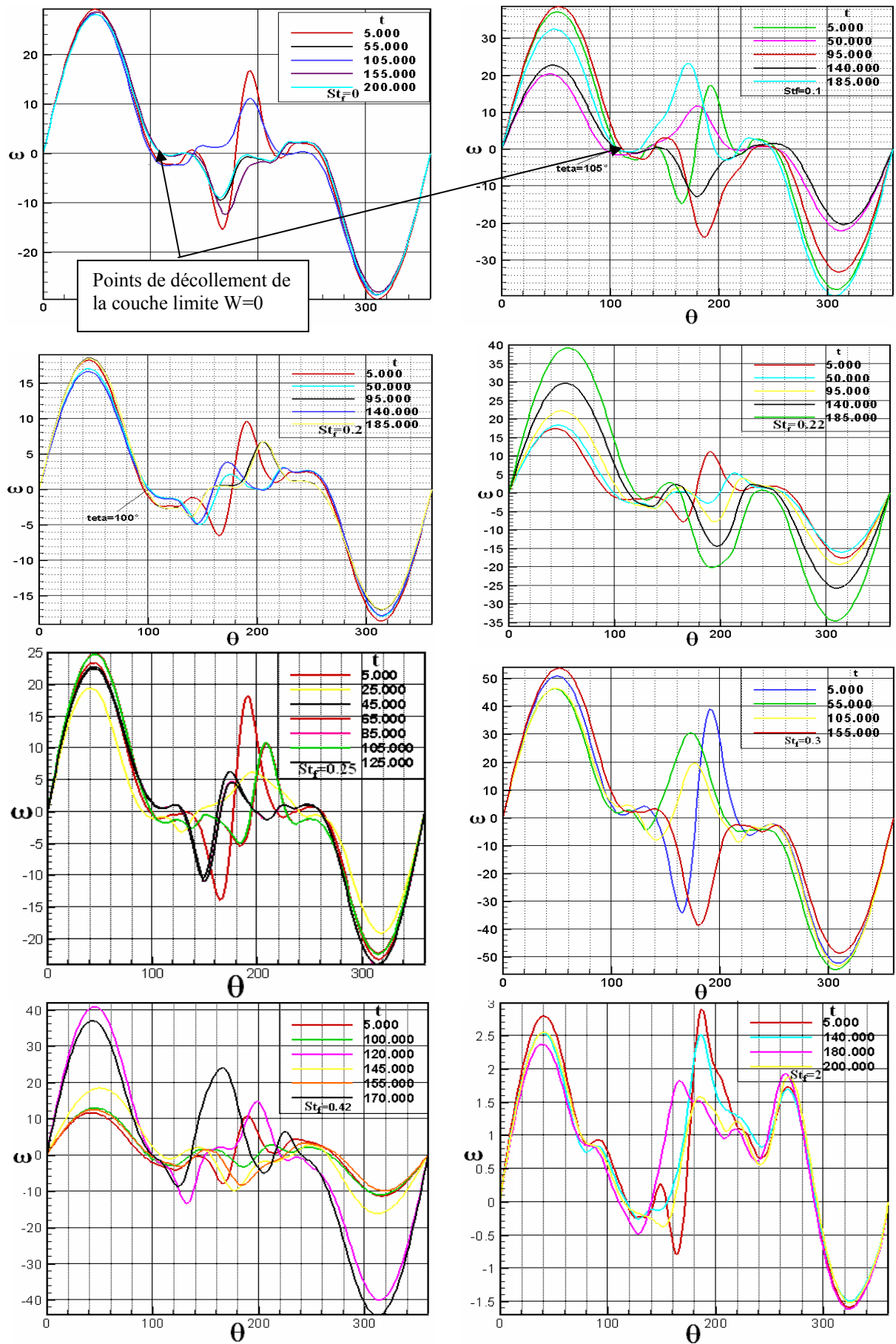


Fig.IV.26: Evolution de la vorticité  $\omega$  à la surface du cylindre  $Re=550$

#### IV. EVOLUTION LOCALE DU COEFFICIENT DE PRESSION EN FONCTION DU TEMPS

La figure IV.27 montre une série d'évolution du coefficient de pression en fonction du temps,  $t$  enregistrée dans un point d'angle  $\theta=120^\circ$  à la surface du cylindre, qui correspond selon le paragraphe précédent, à un point situé dans la zone de décollement de la couche limite, dans le cas d'un cylindre non déformable  $St_f=0$ , comme il apparaît bien sur les figures IV.23 et IV.24. Aux premiers instants de l'écoulement, les fluctuations temporelles de ce signal apparaissent d'une façon non régulière (non périodique). Cependant, ce signal ne reste pas perturbé dans les temps plus avancés, il devient périodique quasi-régulier, à un instant  $t=130$ .

On suit l'évolution du signal trouvé en fonction du temps, dans les différents cas considérés, et ce en tenant compte de la fréquence de déformation radiale du cylindre. En considérant les fréquences de déformation suivantes ( $St_f=0.1$ ,  $St_f=0.2$ ,  $St_f=0.22$ ,  $0.25$ ,  $St_f=0.3$ ,  $St_f=0.42$ ,  $St_f=1$  et  $St_f=2.6$ ), nous remarquons des fluctuations importantes de grandes et de petites amplitudes dans l'évolution du signal, qui pourraient être dues aux effets des différentes tailles de structures tourbillonnaires formées à la surface du cylindre.

En particulier, les fluctuations de grandes amplitudes sont associées à l'effet des grandes structures observées dans la variation de la pression au niveau du point précisé précédemment. Nous constatons que les fluctuations de grandes amplitudes commencent à évoluer périodiquement dans le cas naturel à l'instant  $t=130$ . En outre, dans le cas d'un cylindre soumis à la fréquence de déformation radiale  $St_f=0.1$  les fluctuations ont tendance à être périodiques jusqu'à l'instant  $t=150$  ; on note alors un retard de l'organisation de l'écoulement qui tend à disparaître complètement avec la fréquence de déformation radiale  $St_f=0.2$ . Quand on augmente la fréquence de pulsation radiale de  $St_f=0.25$  jusqu'à  $St_f=0.3$ , le signal relatif à la pression tend à s'établir périodiquement et assez rapidement du fait de la forte transition de l'écoulement du régime laminaire vers le régime turbulent dans cette gamme fréquentielle. Au-delà des fréquences correspondant à  $St_f=0.42$ ,  $St_f=1$ ,  $St_f=1.6$ ,  $St_f=2$ , l'évolution du signal de pression se restabilise de nouveau à l'instant  $t=110$ .

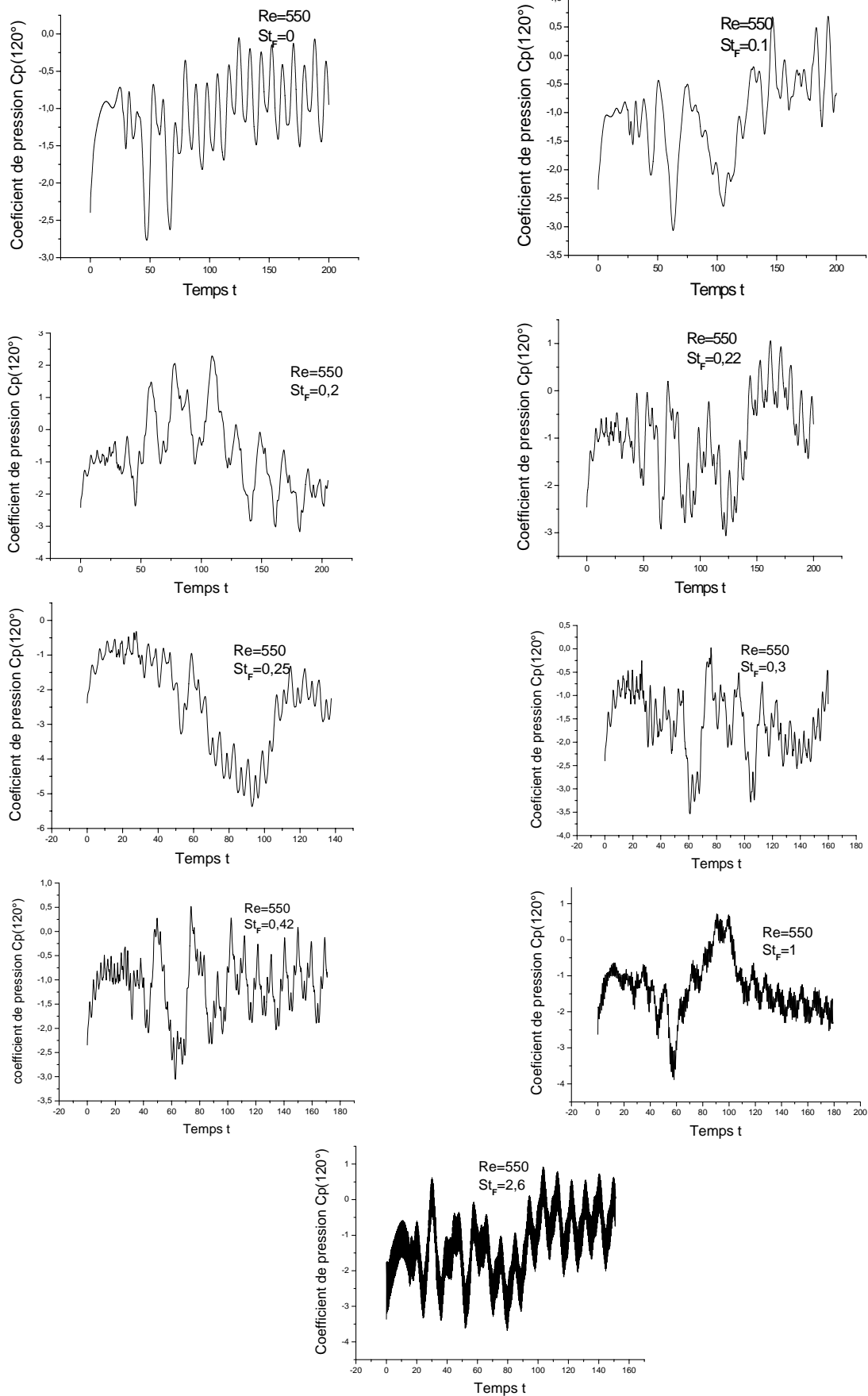


Fig. IV.27: Evolution du coefficient de pression au voisinage de point de décollement ( $\theta=120^\circ$ ) pour différentes fréquences de  $St_f$  à  $Re=550$ .

Les résultats trouvés dans le cas naturel et concernant les fluctuations de grandes amplitudes sont similaires dans leurs comportements périodiques aux résultats trouvés dans les cas du cylindre soumis aux fréquences de la déformation radiale supérieures à 0.3.

On remarque dans le cas des hautes fréquences de déformation radiale, que la périodicité du signal de pression est précoce par rapport au cas naturel, comme a été retardé dans le cas des faibles fréquences de déformation radiale.

Collins et Dennis en (1973) [16], ont simulé l'évolution de la pression à la surface du cylindre dans un écoulement à nombre de Reynolds égal 550. De même, M. Braza, et P. Chassaing [14] ont simulé l'écoulement aux nombres de Reynolds 3000 et  $10^5$ , où l'on note que la tendance du coefficient de pression évolue en régime périodique régulier quelque soit le temps. Ceci nous a permis de constater la bonne concordance des résultats obtenus par notre code de calcul avec ceux trouvés par ces auteurs.

## **V. ANALYSE SPECTRALE ET MISE EN EVIDENCE DU PHENOMENE DE SYNCHRONISATION**

Dans le but de mettre en lumière l'influence de la fréquence de déformation radiale du cylindre sur les structures tourbillonnaires de différentes échelles, nous traitons par une analyse spectrale les signaux d'évolution du coefficient de pression, étudiés dans le paragraphe précédent. Celle-ci nous a montré l'importante quantité d'énergie échangée entre les structures de différentes tailles formées à la surface du cylindre. Cette quantité d'énergie est représentée par l'amplitude du pic de fréquence associée à la structure considérée.

La figure IV.28, donne les spectres des fluctuations liés au coefficient de pression locale sur la surface du cylindre. On constate qu'il y a une modulation de l'amplitude de la fréquence d'émission tourbillonnaire en fonction des fréquences de déformation radiale imposées. Les spectres présentent une large bande de pics autour de la fréquence naturelle d'émission tourbillonnaire, qui révèle la fréquence d'émission des tourbillons de grosses structures du côté extrados du cylindre. Enfin, on note un autre pic principal associé à la fréquence d'émission des tourbillons qui se détachent des

deux côtés intrados et extrados du cylindre, et l'on voit aussi l'apparition un autre pic correspondant à la fréquence de pulsation propre au cylindre.

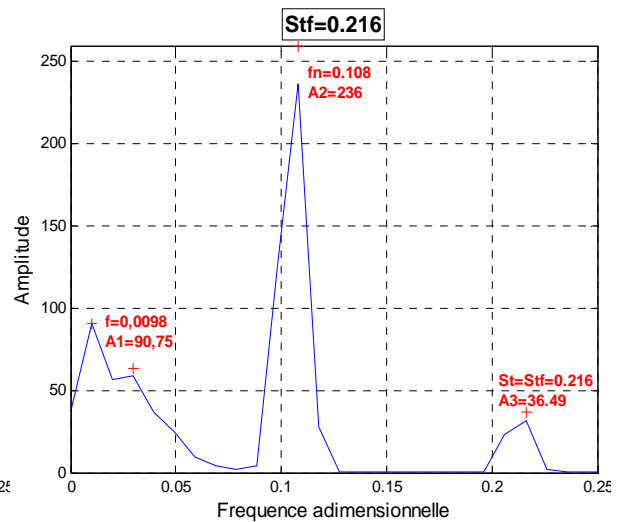
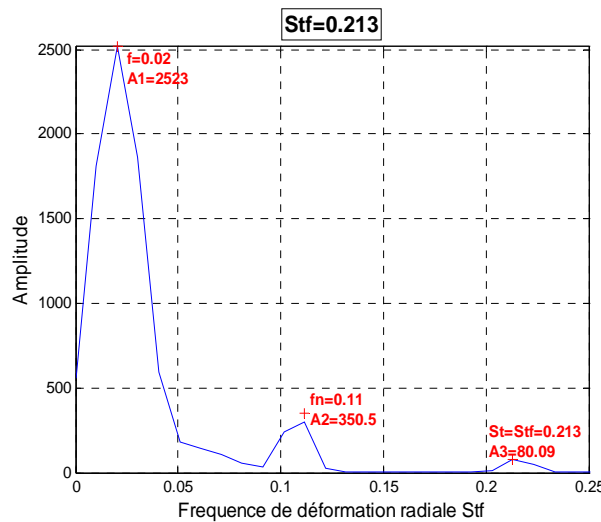
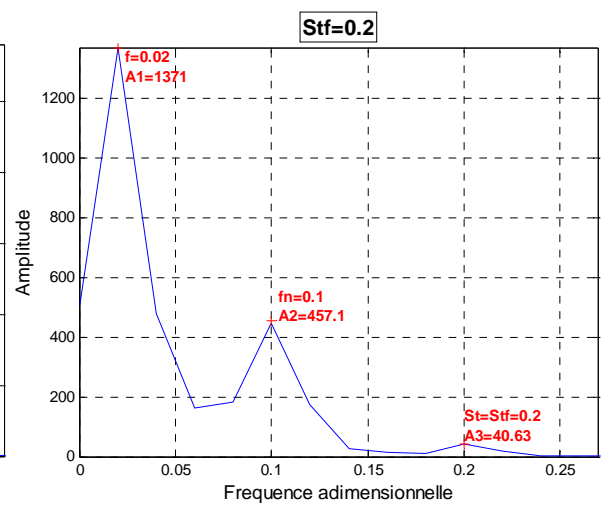
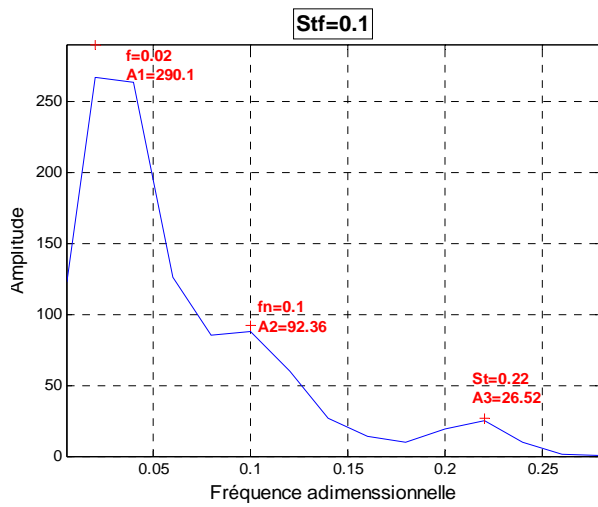
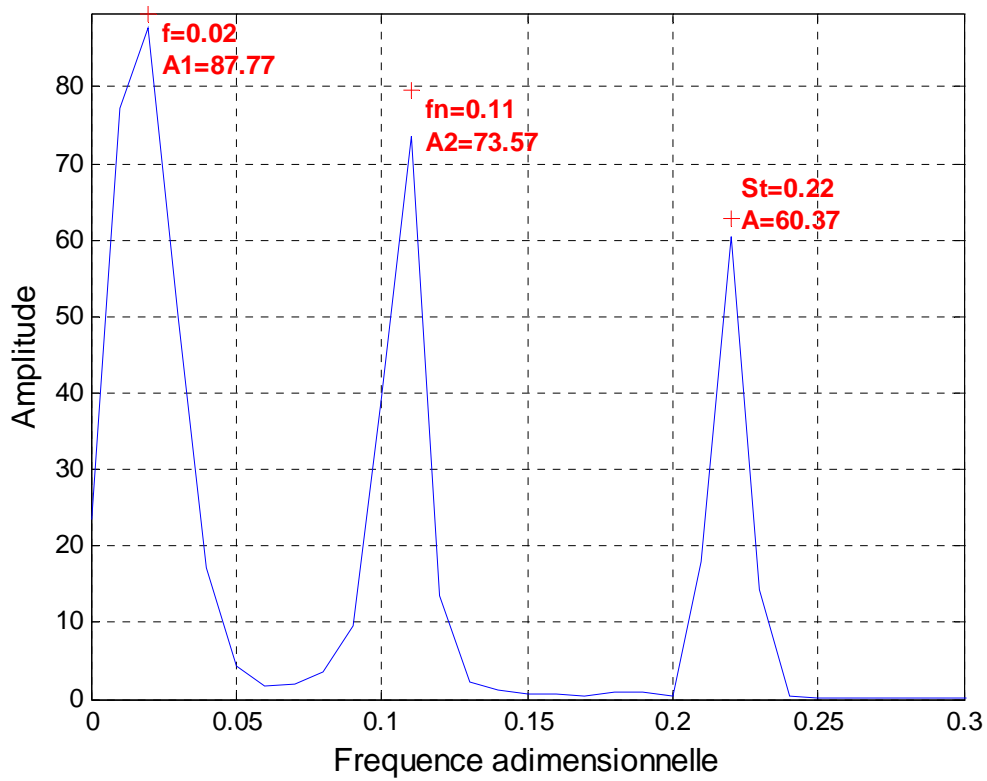
Plus précisément, l'examen des spectres montre la présence d'un pic fondamental correspondant à la fréquence d'émission naturelle et un sous harmonique de faible fréquence associée au développement globale du signal étudié, avec un premier harmonique associé à la fréquence de Strouhal. Le premier pic sous harmonique se trouve plus énergétiste dans tous les cas analysés, sauf dans le cas du spectre associé à la fréquence  $Sf_r=0.216$ . On constate que le niveau d'énergie des pics fondamentaux sont plus énergétistes dans les cas des fréquences de déformation radiale du cylindre situées dans la gamme fréquentielle  $0.1 < St_r < 0,23$ , qui semblent plus importants par rapport aux pics de même nature trouvés dans les autres cas.

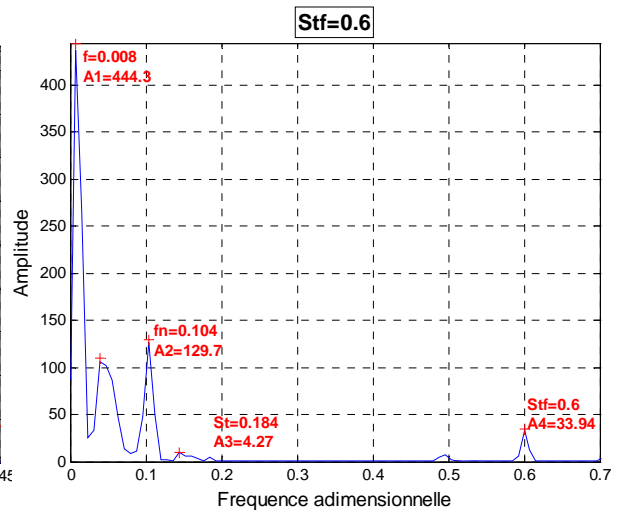
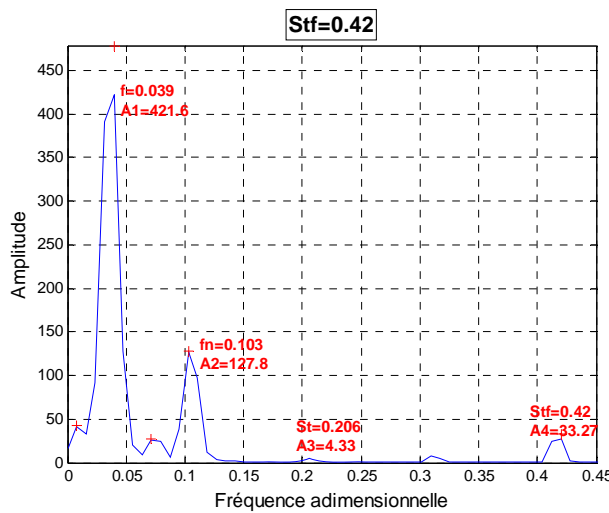
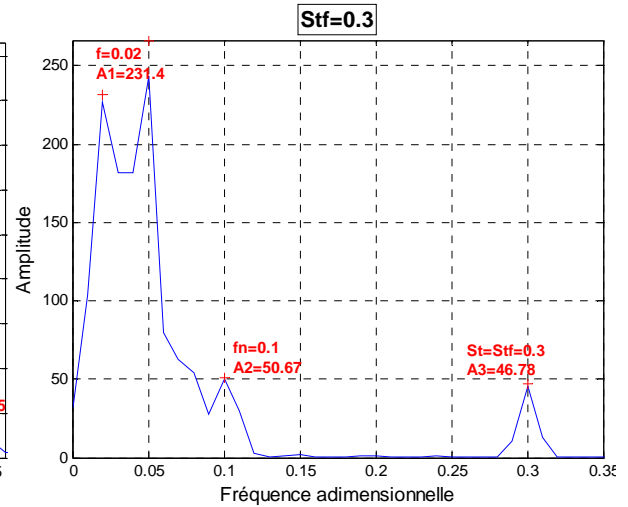
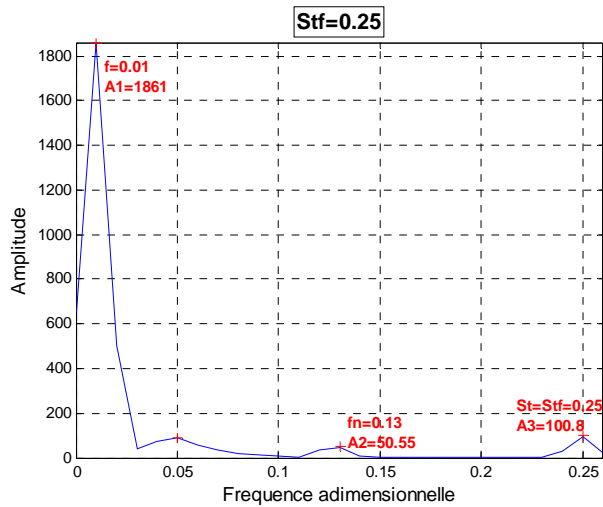
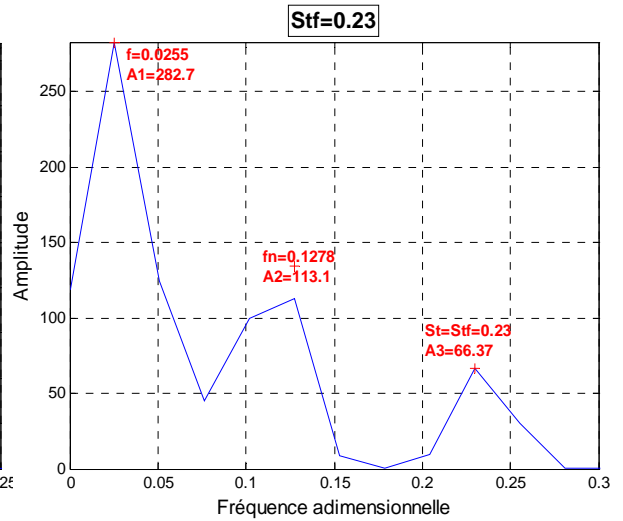
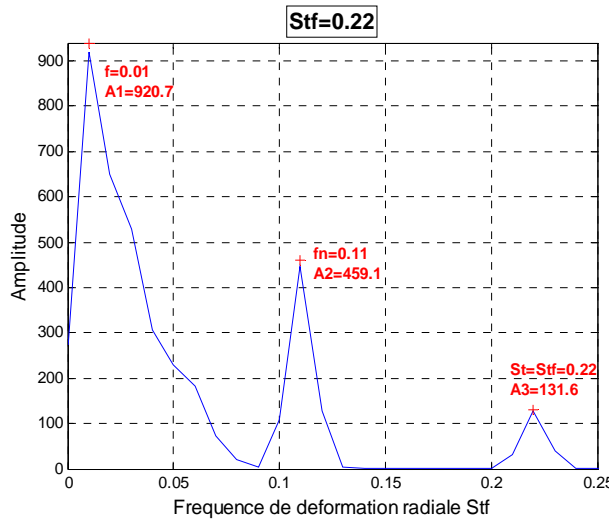
Le pic fondamental, dans le premier spectre, se localise à une fréquence  $f=0.11$  et le deuxième pic, de faible amplitude, montre une fréquence de  $St_r=0.22$  correspondant à la première harmonique.

Le deuxième spectre fréquentiel est associé au coefficient de pression enregistré dans le cas d'un cylindre soumis à une fréquence de déformation radiale  $St_r=0.1$ . Dès lors, on note une forte diminution de la fréquence associée au pic fondamental localisé à une fréquence  $f=0.1$ . Cependant, la fréquence du pic (premier harmonique) garde sa même valeur enregistrée dans le cas précédent  $St=0.22$  (cas naturel).

On constate que l'effet de la fréquence de déformation radiale du cylindre sur la fréquence d'émission tourbillonnaire commence à agir à partir de  $St_r=0.2$  qui coïncide avec le début de la gamme fréquentielle remarquable appelée gamme de lock-in. Dans ces conditions, on observe l'augmentation de la fréquence de détachement tourbillonnaire qui atteint la valeur maximale pour  $St=0.25$ . Ces fréquences d'émission sont égales aux fréquences de pulsation radiale du cylindre. Elles se traduisent par un accrochage en fréquence. Cette situation est une caractéristique du phénomène physique qui sera décrit plus loin.

CAS NATUREL





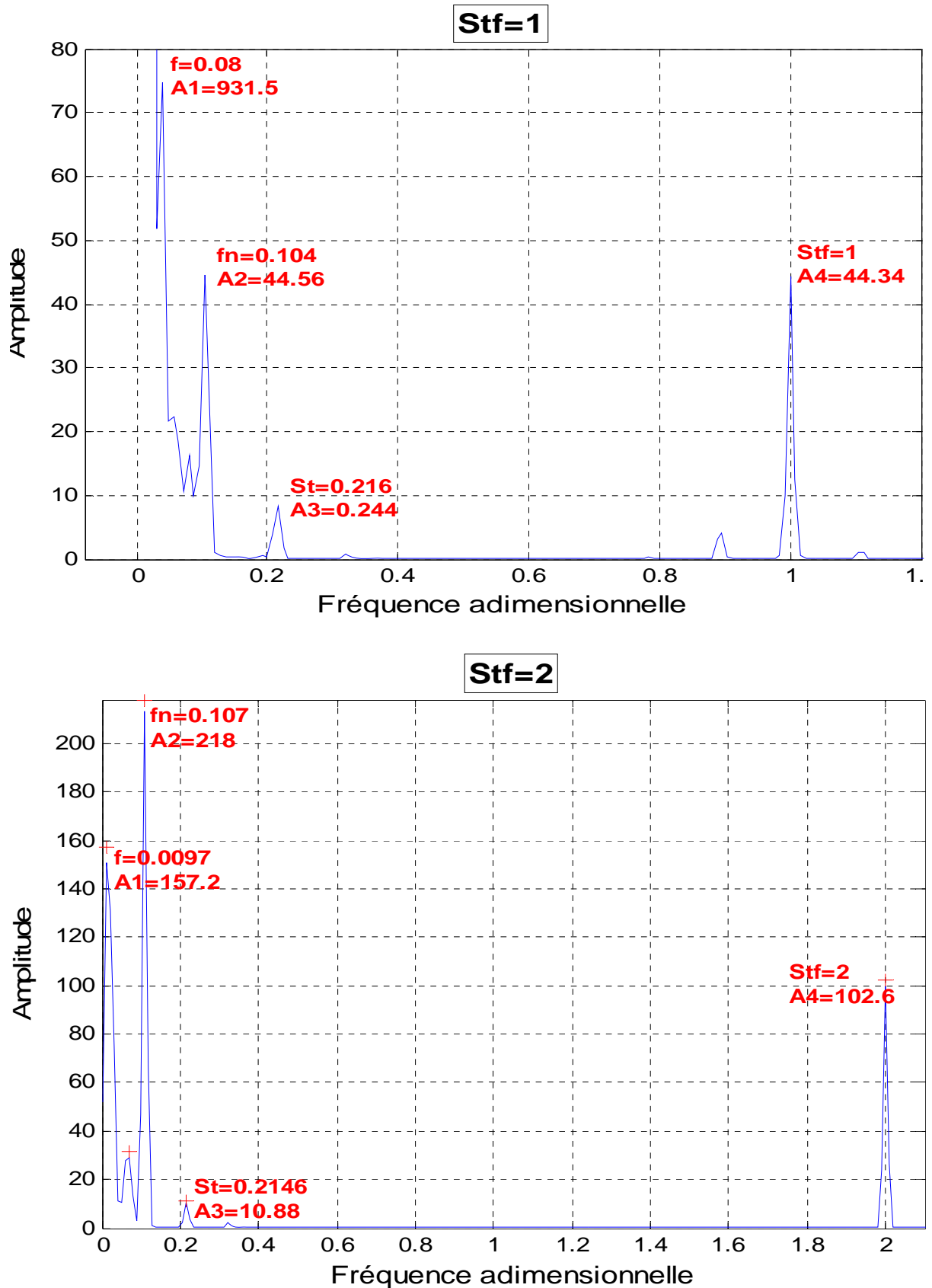


Fig.IV.28 : Spectres des fluctuations de pression à la surface du cylindre ( $\theta=120^\circ$ ) soumis aux différentes fréquences de déformations radiales.

## VI. FREQUENCE D'EMISSION TOURBILLONNAIRE (GAMME DE LOCK-IN) :

Tokumar [64] a constaté l'existence de deux régimes distincts lors de l'évolution de l'écoulement autour d'un cylindre soumis à des oscillations transversales. Le premier régime est dit de « non Lock-in », il est caractérisé par une fréquence d'émission tourbillonnaire indépendante de la fréquence d'oscillation du cylindre. Cependant, lorsqu'il y a une synchronisation entre les deux fréquences, il apparaît un deuxième régime dit de « Lock-in ». Dans ce cas, les tourbillons se détachent à la fréquence d'oscillation du cylindre. Il se produit alors un accrochage entre la fréquence d'oscillation du cylindre et la dynamique tourbillonnaire. Cet accrochage se produit pour une gamme de fréquences localisée au voisinage de la fréquence de Strouhal de l'émission tourbillonnaire correspondante au cas naturel d'un cylindre non déformable. Cette bande fréquentielle est connue sous le nom de la gamme ou plage de synchronisation, représentée sur la figure IV.29.

En se basant sur le spectre de fréquence obtenu précédemment, on détermine la fréquence naturelle de l'émission tourbillonnaire du côté extrados du cylindre afin de suivre son évolution en fonction de la fréquence de la déformation radiale. On trouve alors que la fréquence naturelle est égale à la moitié de la fréquence de Strouhal qui correspond au détachement des deux côtés intrados et extrados du cylindre indéformable. La figure IV.29 révèle une diminution de cette fréquence naturelle dans le cas des faibles fréquences de déformation radiale jusqu'à  $St_f=0.2$ . Au-delà de cette valeur, la fréquence naturelle d'émission tourbillonnaire augmente jusqu'à atteindre sa valeur maximale à une fréquence de Strouhal forcée égale 0.25, retrouvant dans cette gamme fréquentielle de déformation radiale la relation trouvée par Tokumar [64], qui est donnée par  $f_n=0.5*St_f$  (voir figures IV.29c et IV.29a). Plus on augmente la fréquence de la déformation radiale correspondant à  $0.25 \leq St_f \leq 0.3$ , on constate que la relation entre les deux fréquences semble similaire à la précédente, multipliée par le facteur -0.5 indiquant par là, la décroissance de la fréquence naturelle avec l'augmentation de la fréquence de déformation radiale du cylindre. Cette relation est donnée par  $f_n= -0,5*St_f$  figure (IV.29c).

Nous notons que cette gamme fréquentielle est dénommée «gamme de synchronisation». Sachant que la première partie de cette gamme fréquentielle est ainsi baptisée selon la définition de Tokomaru [64] « gamme de lock-in ».

Plus on s'éloigne de cette bande fréquentielle, plus l'on remarque la tendance des fréquences d'émission tourbillonnaire naturelle à aller vers la valeur asymptotique  $f_n=0,109$  qui a été déjà trouvée dans le cas d'un cylindre indéformable (Figure IV.29a et a').

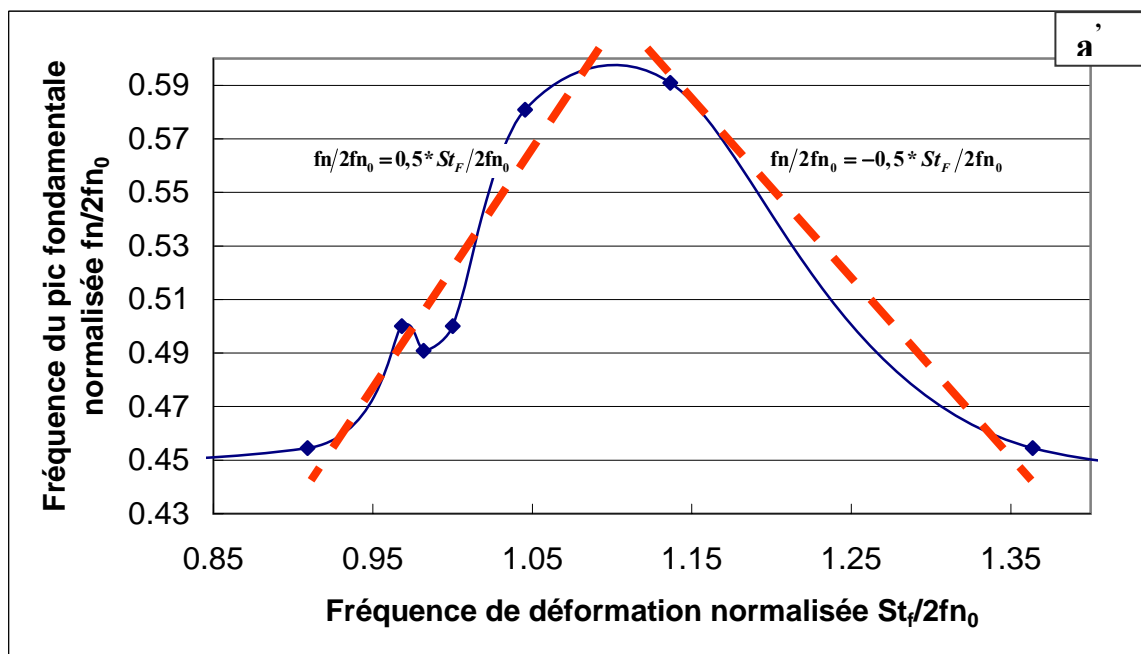
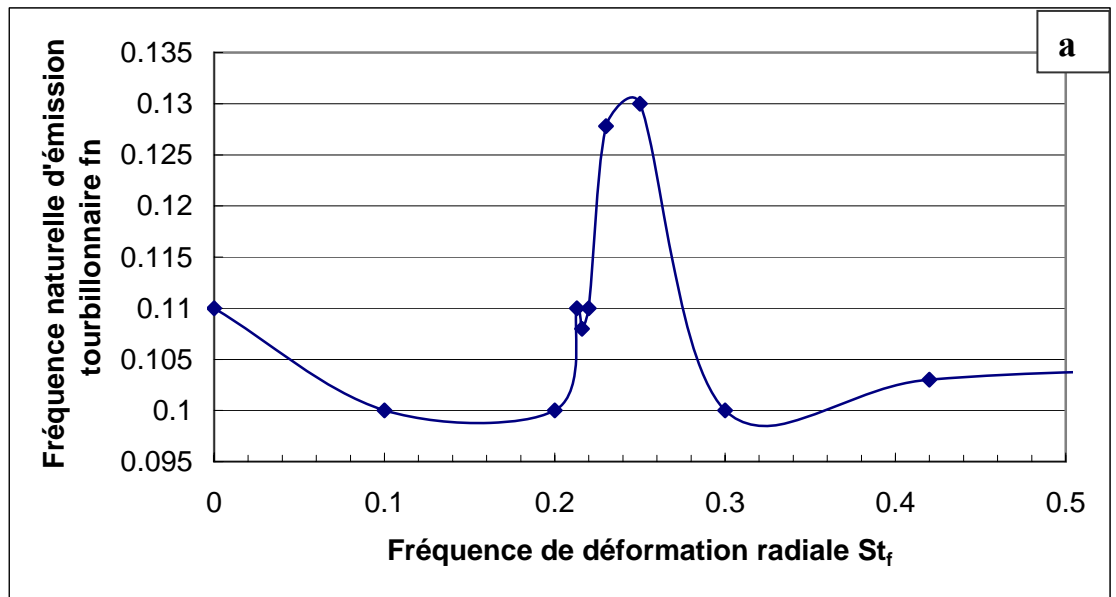


Fig. IV.29 ( a, a' ) : Gamme fréquentielle de synchronisation

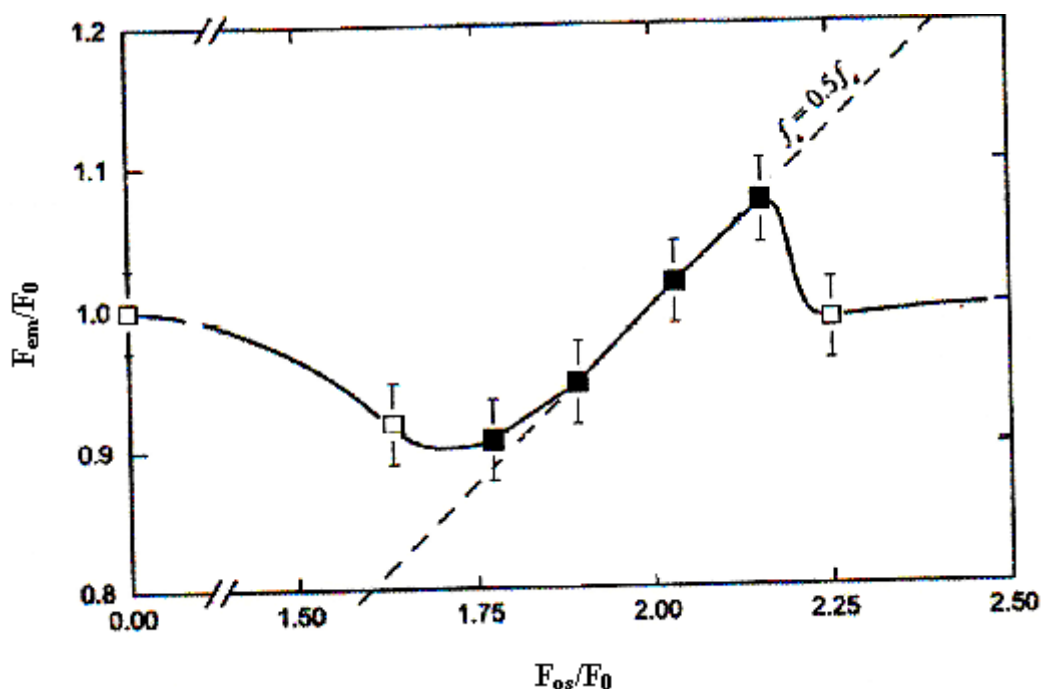


Fig. IV.29b : Gamme fréquentielle de synchronisation d'après Tokumaru [64]

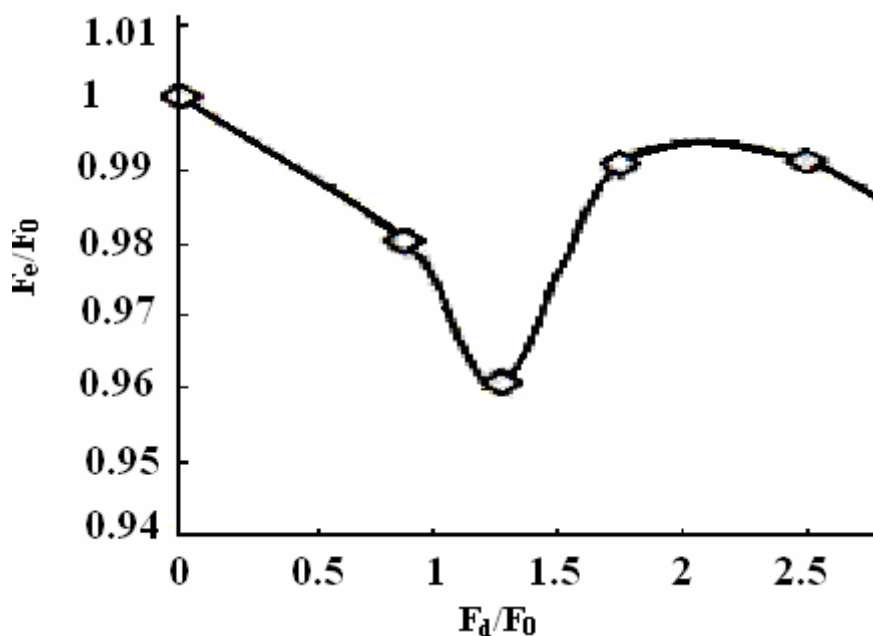


Fig. IV.29c : Gamme fréquentielle de synchronisation d'après L. Menfoukh [37]

Fig.IV.29 : La variation de la fréquence d'émission tourbillonnaire  $F_e/F_0$  en fonction de la fréquence de déformation radiale du cylindre  $F_d/F_0$  (comparaison avec des résultats trouvés expérimentalement)

Pour le même objectif, L. Menfoukh et al en (2006) [37], au moyen d'une étude expérimentale du sillage proche d'un cylindre radialement déformable par thermographie infrarouge, on aboutit au résultat illustré sur la figure (IV.29c). On notera ultérieurement que la plupart des résultats obtenus présentent quelques écarts de

variations probablement dûs aux nombres de Reynolds considérés et qui sont différents.

### VII. EFFET DE LA DEFORMATION RADIALE $St_f$ SUR LE COEFFICIENT DE PRESSION $C_p$

La figure (IV.30) montre le profil de variation du coefficient de pression moyen à la surface et autour du cylindre  $-C_p$  en fonction de la fréquence de la déformation radiale, ainsi que l'évolution du coefficient de succion à l'aval du cylindre ( $-C_{pb}$ ). Nous avons considéré dans ce cas un arc du cylindre compris entre  $\theta=140^\circ$  et  $\theta=220^\circ$  localisé au voisinage du point de symétrie aval. Cette étude a été faite par plusieurs auteurs qui ont été cités dans la partie bibliographie, et qui ont suivi l'évolution de ce coefficient de pression dans ce point à l'aval du cylindre  $-C_{pb}(\theta=180^\circ)$ .

Perrin [48] a estimé le coefficient de traînée  $C_d$  en intégrant le coefficient de pression autour du cylindre  $C_d = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} C_p \cos(\theta) d\theta$ , cette estimation de la traînée néglige la traînée visqueuse liée au frottement, et de plus suppose la bidirectionnalité de l'écoulement du fait qu'elle n'intègre la pression que sur une section du cylindre. Toutefois, Achenbach [01], a montré que la traînée visqueuse ne contribue que pour quelques % de la traînée totale.

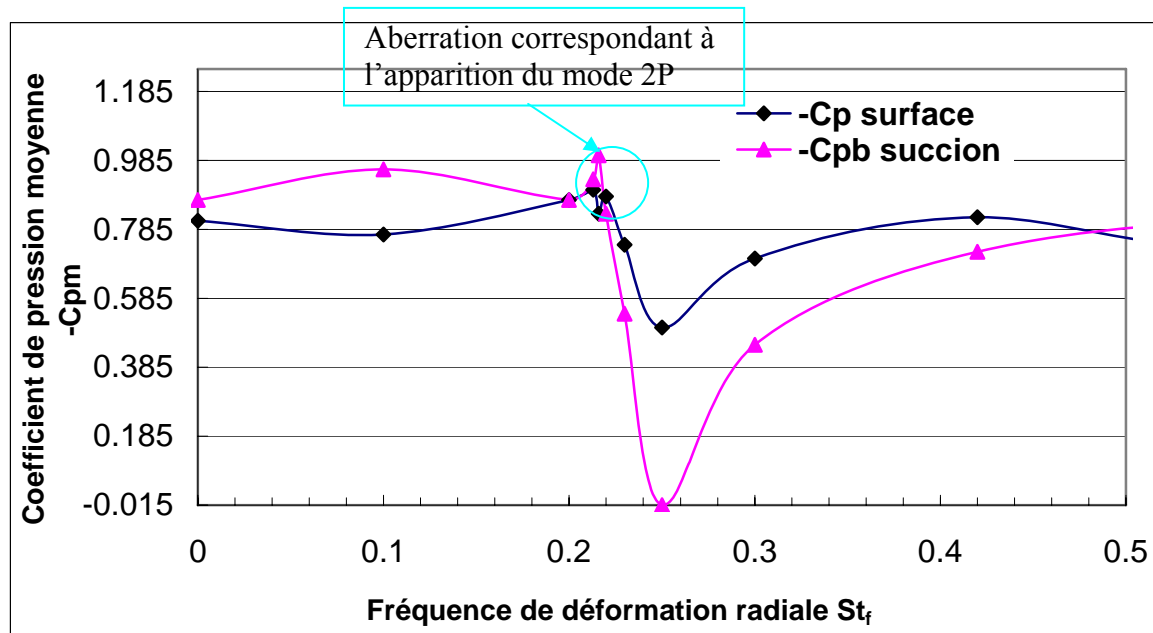
Dans cette étude, nous avons contrôlé la pression agissant à la surface du cylindre, et bien spécifiquement à l'aval de ce dernier en fonction de la fréquence de déformation radiale. En analysant les deux courbes, on constate que leurs évolutions en fonction de la fréquence de déformation radiale ( $St_f$ ) montrent une forte analogie dans les comportements des deux coefficients de pression moyenne. Ceci s'explique par la grande variation du coefficient de pression dans la région avale du cylindre (figure IV.31) qui est due au processus de formation et de détachement des tourbillons primaires et secondaires dans le sillage proche. De ce fait, nous constatons la prédominance du coefficient de pression dans cette région par rapport à la totalité de la surface du cylindre.

Cette technique de contrôle nous permet d'imposer une forte diminution de  $-C_p$  étudiée dans ce paragraphe, et qui se manifeste par sa contribution notable dans l'évolution des coefficients de la traînée et de portance. On remarque que le coefficient

de pression augmente légèrement avec les faibles fréquences de déformation radiale  $St_f=0.1$ , puis diminue à  $St_f=0.2$ , et ensuite réaugmente légèrement sous l'effet des fréquences de déformation radiale marquées autour de  $St_f=0.21$  marquant le début d'une gamme fréquentielle très sensible à la variation du coefficient de pression. La valeur de  $-C_p$  continue à diminuer lorsqu'on augmente la fréquence de pulsation radiale du cylindre pour atteindre sa valeur minimale avec une fréquence de Strouhal forcée à  $St_f=0.25$ , On interprète plus bas cette diminution par l'effet des fluctuations qui apparaissent dans ce cas.

Au delà de cette fréquence de déformation radiale, le coefficient de pression augmente à nouveau pour tendre vers la valeur obtenue dans le cas naturel à une fréquence de Strouhal forcée égale à  $St_f=0.5$ .

Par la suite, l'écoulement devient insensible aux fréquences de déformation radiale les plus élevées, et le coefficient de pression, dans ce cas, tend alors à se stabiliser autour de la valeur asymptotique déjà indiquée précédemment.



**Fig.IV.30** Comparaison du Coefficient de pression à la surface ( $-C_p$ ) avec le coefficient de succion ( $-C_{pb}$ ) en fonction de fréquence de déformation radiale  $St_f$  à  $Re=550$ .

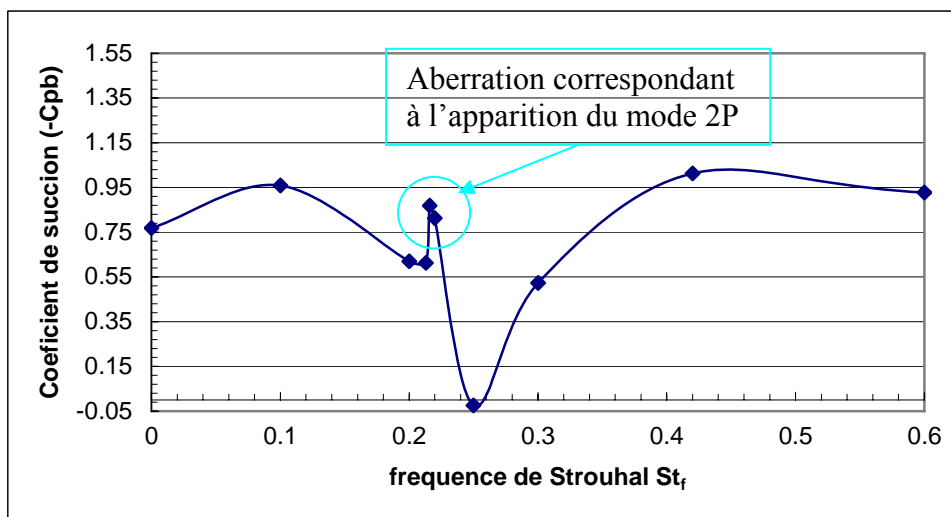


Fig.IV.31 : Evolution du coefficient de succion (-Cpb) en fonction de la fréquence de déformation radiale (St<sub>f</sub>) à Re=550.

### VIII. EFFET DE LA PULSATION RADIALE SUR LA LONGUEUR DE FORMATION L<sub>F</sub>.

La figure 18 montre l'évolution de la longueur de formation adimensionnelle des tourbillons  $L_f^* = \frac{L_f}{d}$  en fonction de la fréquence de déformation radiale du cylindre, selon sa définition donnée dans la littérature. Cette longueur correspond au point d'annulation de la vitesse de l'écoulement sur l'axe de symétrie aval du cylindre. On note qu'elle suit une loi d'évolution inversement proportionnelle à celle du coefficient de succion (-Cpb) représentée en figure IV.32.

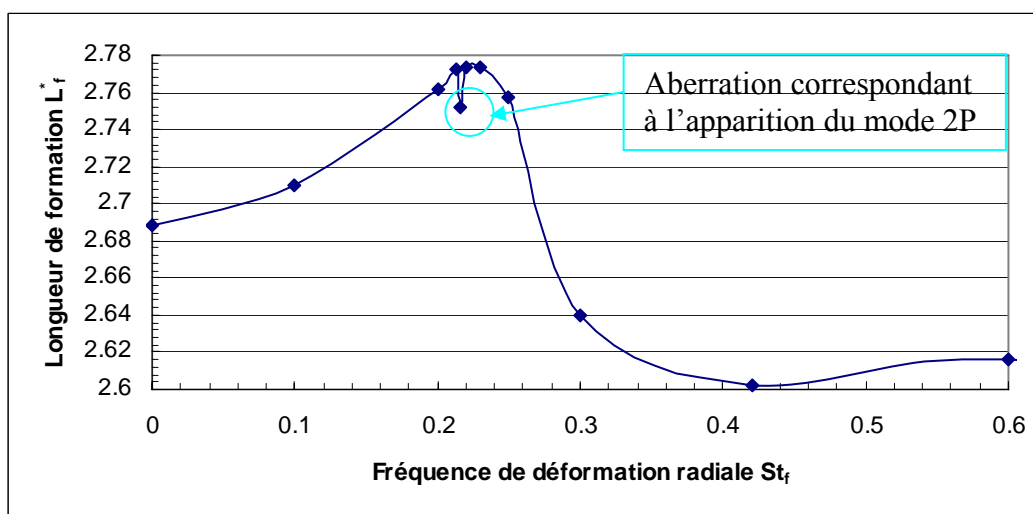


Fig.IV.32 : Evolution de la longueur de formation (L<sub>f</sub>) en fonction de la fréquence (St<sub>f</sub>) à Re=550

Ceci peut être expliqué par le phénomène d'apparition des grandes longueurs de formation dans la gamme fréquentielle de synchronisation par des faibles forces d'attraction correspondant au faible coefficient de succion enregistré à la base du cylindre.

### IX. TRANSFERT ENERGETIQUE

Sur la figure IV.33, on illustre l'évolution, en moyenne spatiale, du coefficient de succion à l'aval du cylindre que l'on compare simultanément avec la variation de la RMS (variations des fluctuations en valeur quadratique moyenne) en fonction de la fréquence de la déformation radiale. On note que l'évolution de ces valeurs moyennes de  $-C_{pb}$  varie de manière inversement proportionnelle par rapport à la grandeur RMS. L'explication de ce mécanisme de diminution du coefficient de succion qui se produit dans la gamme fondamentale de lock-in est lié au transfert d'une grande quantité d'énergie vers la partie fluctuante du mouvement qui se traduit par l'augmentation croissante des valeurs de la RMS.

Plusieurs recherches ont été effectuées dans le but d'évaluer la réduction de la traînée dans le cas d'un cylindre non déformable, en utilisant le nombre de Reynolds comme paramètre de contrôle. De même nous avons vu précédemment que différentes techniques de contrôle ont été utilisées en faisant varier dans la position ou la configuration géométrique du cylindre. La majorité des résultats trouvés dans le cas naturel, montrent que la traînée diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds jusqu'à une valeur critique  $Re_c$  qui est de l'ordre de  $(2 \text{ à } 2,5) \cdot 10^5$ . Cette valeur critique correspond à la plus petite valeur possible que l'on a trouvée pour la traînée.

En utilisant la technique de contrôle de l'écoulement considérée, qui dépend de la pulsation radiale du cylindre, on a trouvé des résultats similaires correspondant au cas d'une augmentation du nombre de Reynolds dans le cas d'un écoulement non contrôlé. Cette observation est confirmée par la diminution du coefficient de pression au bas du cylindre (côté aval), sachant que la traînée de pression représente 80% de la traînée totale. Ce résultat a déjà été obtenu par S. Hanchi [28] en se basant sur ce même code de calcul et en travaillant dans des mêmes conditions d'écoulement ( $Re=550$ ).

Il est important de noter qu’une fréquence critique de déformation radiales du cylindre, signalée autour de  $St_f=0.25$ , se caractérise remarquablement par la propriété suivante : une valeur du coefficient de succion minimale et une valeur de fluctuation maximale.

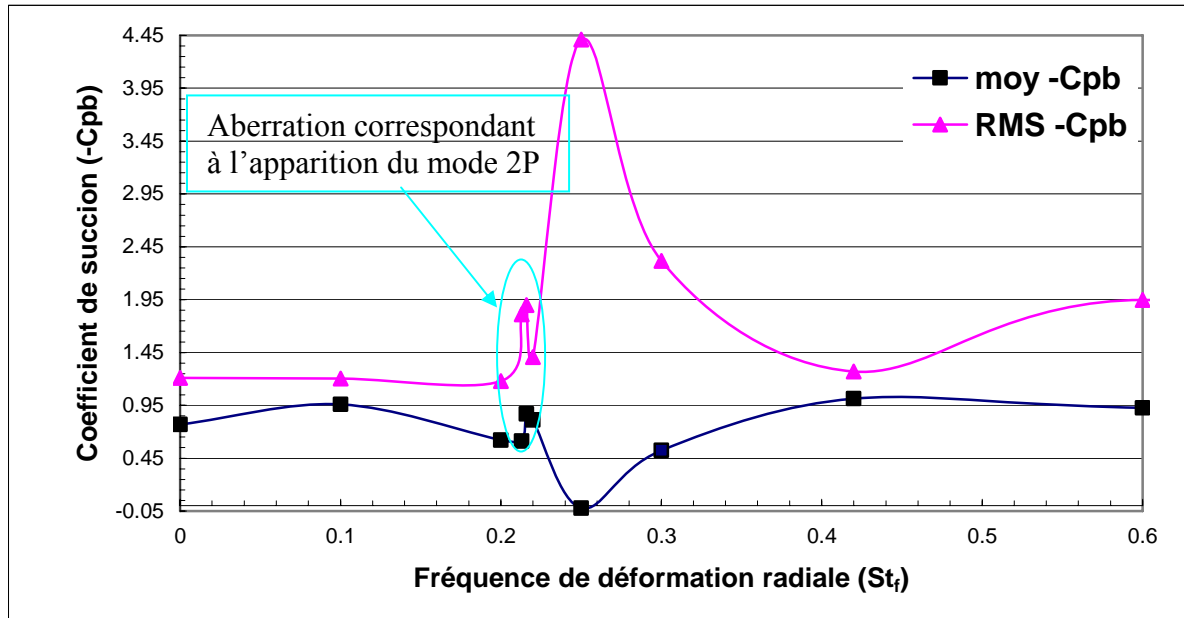
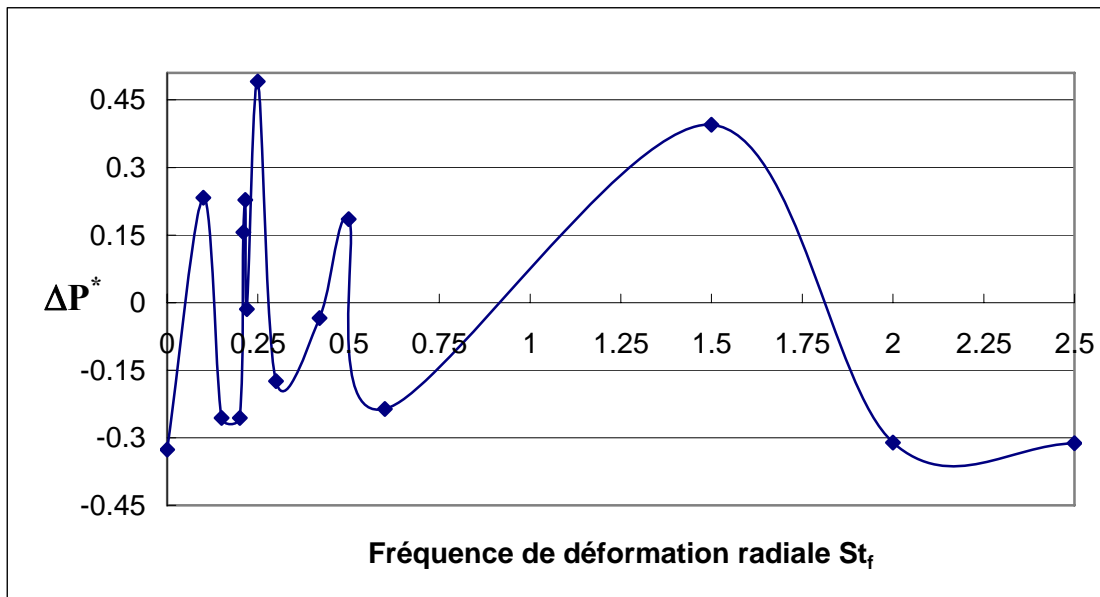


Fig.IV.33 : Evolution du coefficient de succion (-Cpb) et des RMS en fonction de la fréquence de déformation radiale ( $St_f$ ) à  $Re=550$

### X. EVOLUTION DE LA DIFFERENCE DE PRESSION (INTRADOS-EXTRADOS) DU CYLINDRE

La pression à la surface du cylindre joue un rôle essentiel dans les forces aérodynamiques. Nous étudions, en particulier, dans cette partie l’effet de la fréquence de déformation radiale sur la différence de pression entre les sections intrados extrados sur le cylindre, représentée dans la figure IV.34. L’évolution de la variation de pression  $\Delta p^* = \frac{P_{int} - P_{ext}}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2}$  permet de donner un aperçu objectif de l’évolution de la force de portance agissant sur le cylindre, lorsqu’on augmente progressivement la fréquence de déformation radiale du cylindre. La figure IV.33, révèle une prédominance relative de la pression du côté supérieur par rapport au côté inférieur dans la gamme des basses fréquences de déformation radiale situé autour de  $St_f= 0,1$ . A cet effet, on observe que la différence de pression est importante et positive, cela indique une propriété intéressante; les forces de portance positives agissant sur le cylindre dans cette gamme fréquentielle, ont tendance à entraîner le cylindre vers le haut.

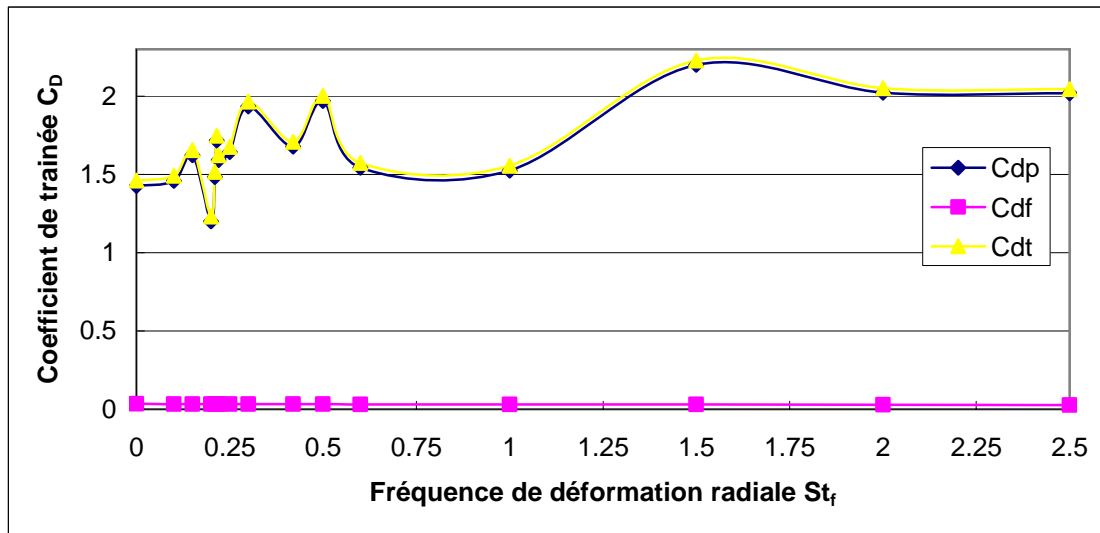
Ensuite, on remarque une très forte diminution de l'écart de pression avant l'entrée dans la gamme fréquentielle dite de synchronisation (0.2, 0.3), qui atteint même des valeurs négatives avec les fréquences de déformation radiale localisée au début de la gamme fréquentielle de synchronisation ( $St_f=0.15$  et  $St_f=0.2$ ). Cela est dû à la prévalence de la pression qui règne à la surface extrados du cylindre. Cette différence de pression continue d'osciller plus faiblement au-delà de  $St_f \geq 0.3$ . Cependant il est à noter que les oscillations de l'écart de pression deviennent moins fréquentes et présentent un maximum relatif localisé à la valeur 0.4 pour  $St_f=1.5$ .



**Fig.IV.34 : Evolution de la différence de pression (intrados extrados) en fonction du nombre de Strouhal  $St_f$  à  $Re=550$**

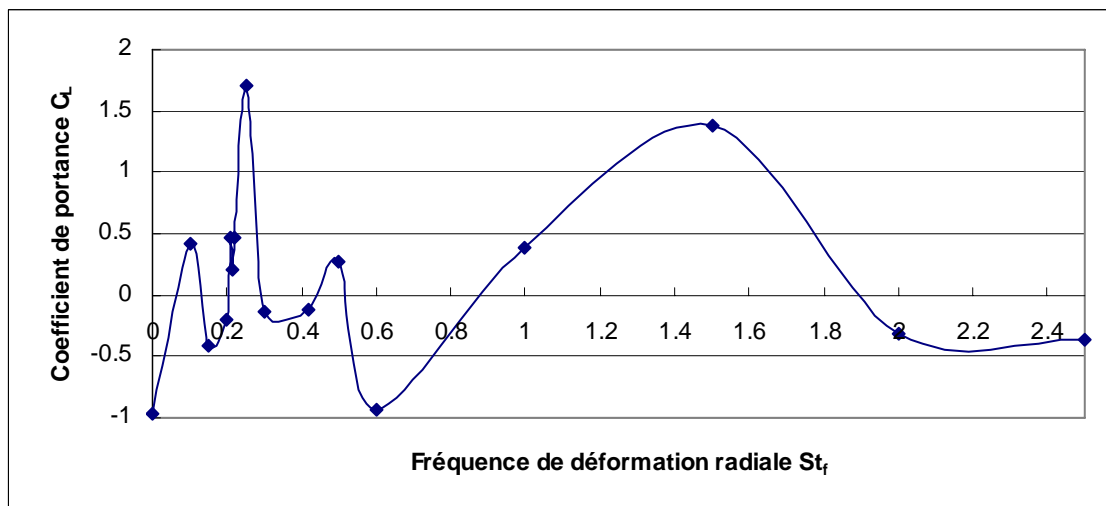
## **XI.EFFET LA DEFORMATION RADIALE SUR LES COEFFICIENTS AERODYNAMIQUES**

Cette étude a pour but de montrer, la diminution notable du coefficient de traînée  $C_d$  par rapport au cas naturel. Cette diminution est signalée au début de la gamme fréquentielle de lock-in ( $St_f=0.2$ ), correspondant à une valeur de  $C_d=1.19$ , faible par rapport au cas naturel, dans lequel  $C_d=1.42$  (Figure IV.35). Nous constatons ainsi la croissance relative du coefficient moyen  $C_d=1.75$  dans la gamme fréquentielle de synchronisation et au-delà jusqu'à  $St_f=0.5$ . Par la suite, on note une augmentation encore plus sensible pour les hautes fréquences de déformation radiale.



**Fig. IV.35 : Evolution du coefficient de traînée  $C_d$  en fonction de la fréquence de déformation  $St_f$  à  $Re=550$**

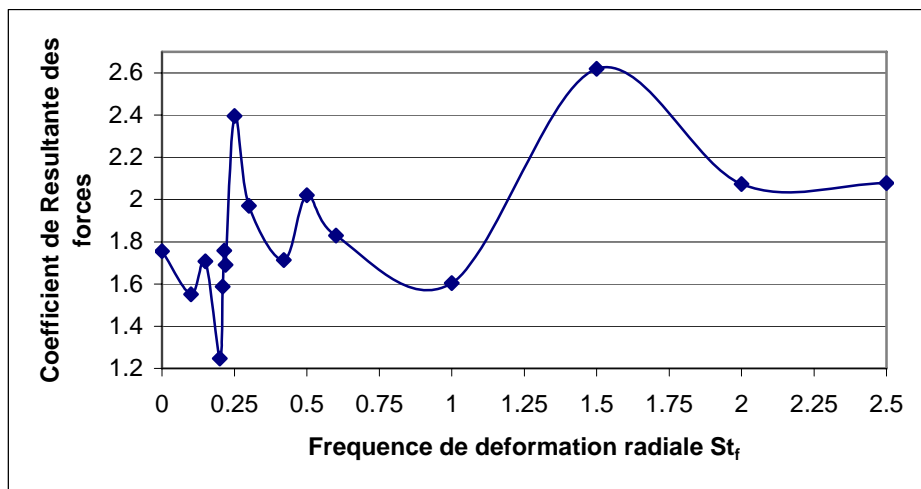
La figure IV.36 représente l'évolution du coefficient de portance  $C_L$  en fonction de la fréquence de déformation radiale du cylindre  $St_f$ , qui suit qualitativement l'évolution de la différence de pression  $\Delta P^*$  de la figure IV.34. Ce coefficient révèle que des valeurs importantes sont atteintes au centre de la gamme fréquentielle de synchronisation  $St_f=0.25$ . De plus on confirme des résultats précédents, que le  $C_d$  et  $C_L$  augmentent relativement si la fréquence de déformation radiale  $St_f=1.5$ . Cependant, ici, les valeurs de  $C_L$  ont tendance à évoluer vers les fréquences limites contrairement à  $C_d$ .



**Fig. IV.36 : Evolution du coefficient de portance  $C_L$  en fonction de la fréquence de déformation  $St_f$**

Ces essais sont permis de trouver le moyen de diminuer le coefficient associé à la résultante des forces à l'aide de la déformation radiale du cylindre (figure IV.37). On

observe que la valeur minimale atteinte est égale 1.24, et elle correspond à une fréquence de déformation radiale forcée égale à 0.2. On compare cette valeur avec celle obtenue dans le cas naturel, et qui est évaluée à 1.75. Ceci permet d'établir, que l'on peut faire baisser davantage ce coefficient jusqu' à 30% lorsqu'on soumet à la fréquence de déformation radiale indiquée. Le taux de diminution de la résultante des forces apparaît plus important par rapport à celui du coefficient de la trainée qui correspond à une valeur deux fois plus inférieure pour la même valeur de fréquence de déformation radiale du cylindre  $St_f=0.2$ .



**Fig. IV.37 : Evolution du coefficient de la résultante des forces  $C$  en fonction de la fréquence de déformation  $St_f$  à  $Re=550$ .**

## XII. CONCLUSION :

Dans la première partie, nous avons pu mettre en évidence les propriétés caractéristiques, attachées à la structure de l'écoulement, essentiellement le tourbillon primaire dans la zone proche du cylindre (zone proximale) : Longueur de formation, longueur d'onde et amplitude ayant permis de généraliser le concept du facteur de stabilité.

Dans la deuxième partie, nous avons analysé les propriétés dynamiques liées à la pression, s'exerçant à la zone du cylindre pour un angle fixé (point de décollement de la couche limite)

Nous avons pu accéder à l'étude de l'évolution du coefficient de pression, fonction de la fréquence de déformation radiale du cylindre, ayant précisé le taux des fluctuations du mouvement comparé aux valeurs moyennes obtenu. En particulier, l'analyse spectrale associé aux fluctuations de pression a permis de mettre en lumière

les pics énergétiques relatif aux fondamentales et aux premiers harmoniques du tourbillon primaire.

Cette étude énergétique a montré que la fréquence de déformation se localise au niveau privilégiée :

Sont localisé au niveau du premier harmonique pour des raisons qui restent à expliquer.

## **CONCLUSION GENERALE**

---

Une méthode de calcul par simulation numérique a été exploitée, en vue d'opérer des changements significatifs du mouvement au sein des sillages proche et lointain par un contrôle actif de l'écoulement. Ce dernier est réalisé à l'aide d'une variation de la fréquence de déformation du cylindre,  $St_f$ . Pour cela, nous nous sommes imposé une déformation d'amplitude qui a été fixée à une valeur seuil correspondant à 5%, pour un nombre de Reynolds donné à l'avance.

Après avoir validé le code de calcul dans le cas d'un cylindre indéformable (cas naturel), on a examiné l'évolution du coefficient de pression sur le cylindre pour trois nombres de Reynolds différents correspondant au régime laminaire, périodique et transitoire. Une comparaison entre le cas naturel et le cas contrôlé, a permis de mettre en lumière l'asymétrie existant entre la pression de l'intrados et l'extrados qui devient manifeste dans le cas de la déformation d'amplitude et s'accompagne par de fortes fluctuations du signal de pression.

Une investigation de l'effet de la déformation radiale du cylindre sur les tourbillons détachés a révélé que les distances correspondantes aux dégradations et dislocations des structures sont profondément affectées, notamment à des fréquences

de déformation radiale autour de 0.21. Ces valeurs correspondent sensiblement avec l'apparition des modes d'émission tourbillonnaire (P+S) et (2P), et dont le comportement est différent du mode standard appelé (2S). En dehors de cette gamme fréquentielle de déformation radiale extrapolée, on observe que l'écoulement a tendance à se réorganiser à l'instar du cas d'un cylindre indéformable (cas naturel). Nous avons également mis en évidence les phénomènes de « splitting » et de coalescence des tourbillons formés à la surface du cylindre, ainsi que l'apparition de tourbillons secondaires qui sont à l'origine des changements des modes d'émission tourbillonnaire.

La longueur d'onde et l'amplitude du mouvement, sont deux grandeurs caractéristiques du sillage qui sont fortement influencées dans la première gamme fréquentielle qui située autour de 0.22. On note que celles-ci atteignent leurs valeurs minimales, respectivement, aux fréquences de déformation radiale  $St_r=0.25$  et  $St_r=0.2$ .

L'analyse des fréquences d'émission tourbillonnaire montre que la gamme fréquentielle la plus sensible coïncide avec la gamme d'accrochage des deux fréquences « fréquence de déformation radiale » et la « fréquence d'émission tourbillonnaire ». La compréhension de ce mécanisme, nous a permis d'agir pour retarder les processus de décollement et de réattachement de la couche limite qui se situent en aval du cylindre. Ces propriétés de l'écoulement correspondent aux points d'annulation de la vorticité à la surface du cylindre et d'inflexion par rapport à la distribution de la pression sur le cylindre. Ce phénomène présente un grand intérêt dont la réduction du coefficient de succion ( $-C_{pb}$ ), a pour principale conséquence la diminution remarquable des propriétés caractéristiques du sillage : diminution de la longueur d'onde et de l'amplitude. En revanche, on constate une augmentation de la longueur de formation ( $L_F$ ) correspondant au point d'annulation de la vitesse sur l'axe de symétrie en aval du cylindre.

On a effectué une comparaison systématique entre le coefficient  $C_p$  de pression moyenne s'exerçant sur le cylindre et celui simulé au niveau de la section avale comprise entre  $\theta=140^\circ$  et  $\theta=220^\circ$  dénoté  $C_{pb}$ . On constate alors qu'il y a prédominance des effets de pression sur la section avale du cylindre par rapport à l'autre section si l'on se réfère à l'allure de  $C_p$  qui suit la même évolution que celle de  $C_{pb}$ . De plus, on constate que les variations les plus notables des valeurs moyennes

des coefficients de  $C_p$  et  $C_{pb}$  ainsi que leurs fluctuations se produisent dans la gamme fréquentielle dite de « lock-in ».

L'étude de l'évolution de la différence des coefficients de pression moyens ( $C_{p(\text{intrados})} - C_{p(\text{extrados})}$ ) en fonction de la fréquence de déformation radiale du cylindre a révélé l'existence d'une différence de pression entre les côtés bas et haut du cylindre. Cette différence de pression augmente considérablement au centre de la gamme fréquentielle de synchronisation ( $St_f=0.25$ ) et tend vers des valeurs faibles voire négatives aux extrémités de la gamme fréquentielle considérée.

Le contrôle du phénomène de stabilité et d'instabilité de l'écoulement au sein du sillage du cylindre a été l'objectif majeur visé par ce travail. A cet effet, on a analysé le facteur de stabilité  $A^*$  de l'écoulement en fonction de la fréquence de déformation radiale du cylindre. Dans ces conditions, on a pu établir que dans le cas naturel, une augmentation du facteur de stabilité de l'écoulement devient sensible pour  $Re=550$ .

On a également observé que l'instabilité de l'écoulement par rapport au cas naturel est générée par les faibles fréquences de déformation radiale du cylindre autour de  $St_f=0.2$ . Par contre, nous notons une forte stabilité dans le cas du cylindre soumis à une fréquence de déformation radiale qui se situe au voisinage de  $St_f=0.25$ .

La résultante des forces aérodynamiques que nous avons pu analyser, représente essentiellement l'effet de la pression sur le cylindre. On trouve que cet effet est minimal dans le cas d'un cylindre soumis à une fréquence de déformation radiale  $St_f=0.2$  et devient maximal si la fréquence de déformation radiale se situe au voisinage de  $St_f=0.25$ .

Nous signalons que la diminution de la résultante des forces est due à la décroissance de la composante relative aux forces de traînée, et son augmentation est associée à la contribution de la composante relative aux forces de portance.

Nous avons pu constater ainsi la diminution de la force de traînée par rapport au cas naturel, qui est estimée à un taux de 16% environ, et l'augmentation de la force de portance est évaluée à un taux de 275% dans les mêmes conditions du cas naturel.

La réduction du coefficient de traînée associée à la fréquence de déformation radiale  $St_f=0.2$  au début de gamme de lock-in, est obtenue avec l'apparition de certains phénomènes, à savoir, une faible amplitude du sillage qui conduit à une faible valeur du facteur de stabilité de l'écoulement (instabilité).

La plus importante valeur du coefficient de portance associé à la fréquence de déformation radiale  $St_f=0.25$  correspondant à la fin de gamme de lock-in, est observée avec l'apparition des propriétés suivantes: un faible coefficient de succion, une importante longueur de formation tourbillonnaire, une faible longueur d'onde du sillage qui conduit à un accroissement notable du facteur de stabilité et des fluctuations remarquables du coefficient de pression.

Dans le prolongement de ce travail, on procédera à l'étude de l'influence des paramètres de contrôle, à savoir,  $Re$  et  $St_f$  dans le sillage proche et lointain de l'allée tourbillonnaire en régime de transition et de turbulence.

Parallèlement, on établira systématiquement un bilan énergétique lié aux tourbillons de grande échelle (production d'énergie) et de petite échelle (dissipation d'énergie).

Enfin, on vise à l'amélioration technique de la modélisation en passant du code actuel de calcul mené en 2D à l'utilisation du logiciel Fluent en 3D

## Références

- [1] **E. Achenbach.** Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to  $Re = 5 \cdot 10^6$ . *J. Fluid Mech.*, 34 :625–639, 1968.
- [2] **J. Allain.** Analyse physique de mécanismes de transition tri-dimensionnelle dans le sillage d'un cylindre circulaire par simulation directe. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1999.
- [3] **D. Barkley and R.D. Henderson.** **Three-dimensional** Floquet stability analysis of the wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech.* 322, September 1996.
- [4] **P. W. Bearman.** Investigation of the flow behind a two-dimensional model with a blunt trailing edge and fitted with splitter plates. *J. Fluid Mech.*, 21 :241–256, 1969.
- [5] **P. W. Bearman.** On the vortex shedding from a circular cylinder in the critical Reynolds number regime. *J. Fluid Mech.*, 37(3) :577–585, 1969.
- [6] **P.W. Bearman** Near wake flows behind two- and three-dimensional bluff bodies *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 69-71 33 54, 1997.
- [7] **M. Bloor.** Transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech.*, 19 :290–304, 1964.
- [8] **Bourgois S & Tensi J.** Contrôle de l'écoulement par autour d'un cylindre par techniques fluidiques et acoustiques, *16eme Congrès Français de Mécanique, Nice* 2003.
- [9] **K.S. Breuer.** Design, Fabrication and Performance of MEMS Actuators for Flow Control 2002.
- [10] **M. Braza.** Analyse physique du comportement dynamique d'un écoulement externe décollé instationnaire en transition laminaire-turbulente. Application : cylindre circulaire. Thèse de doctorat d'état, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1986.
- [11] **M. Braza, P. Chassaing, and H. Ha Minh.** Numerical study and analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a cylinder. *J. Fluid Mech.*, 165 : 79–165, 1986.
- [12] **M. Braza, P. Chassaing, and H. Ha Minh.** Prediction of large-scale transition features in the wake of a circular cylinder. *Phys. Fluids A*, 2(8) :1461–1471, 1990.
- [13] **M. Braza, D. Faghani, and H. Persillon.** Successive stages and role of natural vortex dislocations in the three-dimensional wake transition. *J. Fluid Mech.*, 439 :1–43, 2001.
- [14] **M. Braza, R. Perrin, and Y. Hoarau.** Turbulence properties in the cylinder wake at high Reynolds number. In invited conference, *Bluff Body Wakes and Vortex induced vibrations, BBVIV4, Santorini*, 2005.
- [15] **C. C. Chang, et Chern, R. L.** A numerical study of flow around an impulsively started circular cylinder by a deterministic vortex method. *J. fluid. Mech.* 233, 243-263, 1991.

## Références

- [16] **W. M. Collins, et S. C. R. Dennis**, Flow past an impulsively started circular cylinder. *J. fluid. Mech.* 60, 105, 1973b.
- [17] **R. Comolet**. Mécanique expérimentale de fluides, volume 2. Masson, 1982.
- [18] **E. Crausse**. Contribution expérimentale à l'étude des phénomènes transitoires et périodiques se produisant dans les lignes de courant en mouvement. Thèse de doctorat science, Université de Toulouse, France, 1936.
- [19] **P.E. Dimotakis, et P.T. Tokumaru**. Rotary oscillation control a cylinder wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 244:77{90, 1978.
- [20] **C. Farell and J. Blessmann**. On critical flow around circular cylinders. *J. Fluid Mech.* 136 :375–391, 1983.
- [21] **Fournier G., Bourgois S., Pellerin S, Ta Phuoc L, Tensi J. & El Jabi,R.**, Wall suction influence on the flow around a cylinder in laminar wake Configuration by Large Eddy Simulation and Experimental Approaches, *39e Colloque d'Aérodynamique Appliquée, Contrôle des écoulements*, 22-24 Mars , Paris. 2004,
- [22] **Gad-el-Hak M.**, Control of Low-Speed Airfoil Aerodynamics, *AIAA Journal* **28**, N° 9, 1990.
- [23] **J. H. Gerrard**. The three-dimensional structure of the wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech.*, 25 :143–164, 1966.
- [24] **O. M. Griffin et C.W. Votaw**. The vortex street in the wake of a vibrating cylinder. *J.Fluid. Mech* 51, 31-48, 1972.
- [25] **O. M. Griffin et S. E. Ramberg**. Some recent stuties of vortex shedding whith application to marine tubulars and risers, *ASME Journal of Energie Resources technology* 104, 2-13.
- [26] **E.Guyon, J.P. Hulin & L. Petit**. Hydrodynamique physique, *CNRS Editions, ISBN 2-222-04025-6*, 1991.
- [27] **M. Hammache and M. Gharib**. An experimental study of the parallel and oblique vortex shedding from circular cylinders. *J, fluid, Mech*, 232: 567-590, 1991.
- [28] **S. Hanchi and R. Asković**. Suction and injection of the fluid is physically equivalent to the radius decreasing-increasing movement respectively. *Doctoral thesis, Valenciennes* 1998.
- [29] **R-D, Henderson**. Non-linear dynamics and pattern formation in turbulent wake transition. *J, Fluid, Mech.* 352, 65-112 December 1997.
- [30] **R-D, Henderson**. Details of the drag curve near the onset of vortex shedding. *Phys fluids*, 7, September 1995.
- [31] **H. Higuchi, H. J. Kim, and C. Farell**. On flow separation and reattachement around a circular cylinder at critical Reynolds number. *J. Fluid Mech.*, 200 :149–171, 1989.

## Références

- [32] **Ho C. & Huang LS.**, Subharmonics and Vortex Merging in Mixing Layer, *Journal of Fluids Mechanism*, n°119, pp.443-473, 1982.
- [33] **P. Koumoutsakos and A. Leonard.** Vorticity field around an impulsively started cylinder at  $Re=9500$ . *Phys. Fluids A*, September 1995.
- [34] **A. Kourta, H. C. Boisson, P. Chassaing, and H. Ha Minh.** Nonlinear interaction and the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech.*, 181 :141–161, 1987.
- [35] **C. Leclerc, E. Levallois & A. Kourta.** Drag reduction by synthetic jet: a 2D Numerical Study Around a Simplified Car, *AIAA 2006-3337*, 2006.
- [36] **X. Ma, G. S. Karamanos, and G. E. Karniadakis.** Dynamics and low-dimensionality of a turbulent near wake. *J. Fluid Mech.*, 410 :29–65, 2000.
- [37] **L. Menfoukh.** Etude expérimentale du sillage proche d'un cylindre radialement déformable par thermographie infrarouge. Thèse magister. Dynamique des fluids et énergétique EMP 2006.
- [38] **R. Mittal and S. Balachandar.** Effets of three-dimensionality on the lift and drag of normally tow-dimensional cylinders. *Phy. Fluids*, 7:1841, 1995.
- [39] **Modi V.J., Ying B. & Yokomizo T.** Boundary Layer Control of Bluff Bodies Through Momentum Injection, *SAE Paper*, 902225. 1990.
- [40] **P. A. Monkewitz.** The absolute and convective nature of instability in tow-dimensional wakes at low Reynolds numbers. *Phys. Fluids*, 31: 999, 1988.
- [41] **F. Noca, H. G. Park, and M. Gharib.** Vortex formation length of a circular cylinder ( $300 < Re < 4000$ ) using DPIV. In *Proceeding of FEDSM'98 : ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, Washington, DC, 1998.
- [42] **C. Norberg.** Pressures forces on a circular cylinder in cross flow. In *IUTAM Symposium Bluff-Body Wakes, Dynamics and instabilities 7-11 September 1992*, published by Springer-Verlag, Editors : H. Eckelmann, J. M. R. Graham, P. Huerre and P.A. Monkewitz, g'öttingen, Germany, 1993.
- [43] **C. Norberg.** LDV measurements in the the near wake of a circular cylinder. In *Proceedings of the 1998 Conference on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibration* (eds P. W. Bearman C. H. K. Williamson), pages 1–12, Washington, DC, USA, 1998.
- [44] **C. Norberg.** Flow around a circular cylinder : Aspects of fluctuating lift. *J. Fluids and Structures*, 15 :459–469, 2001.
- [45] **A. Ongoren et D. Rokwell.** Flow structure from an oscillating cylinder, *J. Fluid. Mech.* 191, 197-223, 1988a.

## Références

- [46] **H. Oualli and A. Bouabdallah**, *Contribution à l'étude expérimentale* Experimentale de l'écoulement autour d'un cylindre radialement déformable. *These Magister, USTHB*, 2001.
- [47] **H. Oualli and A. Bouabdallah**, Influence de la validation *radiale et de la rotation d'un cylindre circulaire sur l'évolution du sillage proche*. *These Doctorat, USTHB* 2006.
- [48] **Pascal Hémon** –Cours B1 d'HISTOIRE DES TECHNIQUES Révolutions artisanales et industrielles, Xème – XXème siècle Par André Guillaume, CNAM – CDHT. Mémoire présenté : Septembre 1998.
- [49] **R. Perrin, M. Braza, E. Cid, S. Cazin, F. Moradei, A. Barthet, A. Sevrain, and Y. Hoarau**. Near-wake turbulence properties in the high Reynolds incompressible flow around a circular cylinder by 2C and 3C PIV. In 6th ERCOFTAC International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements, ETMM6, Sardinia, Italy, 2005.
- [50] **H. Persillon**. Analyse physique et simulation numérique de la transition laminaire-turbulente bi- et tri-dimensionnelle de l'écoulement autour d'un cylindre. Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Toulouse, 1995.
- [51] **H. Persillon and M. Braza**. Physical analysis of the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder by three-dimensional Navier-Stokes simulation. *J. Fluid Mech.*, 365 :23–88, 1998.
- [52] **P. Poncet**. thèse PDF Doctorat Méthode particulières pour la simulation des sillages tridimensionnels
- [53] **F.L. Ponta, H. Aref**. Numerical experiments on vortex shedding from an oscillating cylinder *Journal of Fluids and Structures* 22, 327–344, 2006.
- [54] **A. Prasad and C. H. K. Williamson**. The instability of the shear layer separating from a bluff body. *J. Fluid Mech.*, 333 :375–402, 1997.
- [55] **A. Richter and E. Naudascher**. Fluctuating forces on a rigid circular cylinder in confined flow. *J. Fluid Mech.*, 78 :561–576, 1976.
- [56] **Godoy-Diana Ramiro, Jean-Luc Aider & José Eduardo Wesfreid**. Transition traînée–propulsion et brisures de symétrie dans le sillage d'un aileron oscillant. 18 ème Congrès Français de Mécanique, Grenoble, 27-31 août 2007
- [57] **A. Roshko**. On the drag and shedding frequency of two-dimensional bluff bodies. *NACA Tech. Note* 3169, 1954.
- [58] **A. Roshko**. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number. *J. Fluid Mech.*, 10(3) :345–356, 1961.
- [59] **G. Schewe**. On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, 133 :265–285, 1983.
- [60] **G. Schewe**. Sensitivity of transition phenomena to small perturbations in flow round a circular cylinder. *J. Fluid Mech.*, 172 :33–46, 1986.

## Références

- [61] **H . Schlichting.** “Boundary-Layer Theory”.
- [62] **Taneda** (1963)
- [63] **M. C. Thompson and K. Hourigan.** The shear layer instability of a circular cylinder wake. *Phys. Fluids*, 17 :1–4, 2005.
- [64] **Tokumar P. T., Dimotakis P.:** Active control of the flow past a cylinder executing rotary motions, PhD thesis, California Institute of Technology Pasadena, California, 1991.
- [65] **A. Tomboulides. G. Triantafyllou. And G. Karniadakis.** A new mechanism of period doubling in free shear flows. *Phys. Fluids A*. 4 :1329-1332. 1992.
- [66] **G. Triantafyllou and G. Karniadakis.** Three-dimensional dynamics and transition to turbulence in the wake of bluff objects. *J. Fluid Mech.* 238 :1-30; 1992
- [67] **M. van Dyke.** An Album of Fluid Motion. Parabolic Press, 1982.
- [68] **T. Wei and C. R. Smith.** Secondary vortices in the wake of circular cylinders. *J. Fluid Mech.*, 169 :513–533, 1986.
- [69] **C. H. K. Williamson and A. Roshko;** Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder *Journal of Fluids and Structures* 2, 355-381, 1988.
- [70] **C. H. K. Williamson.** Defining a universal and continuous Strouhal-Reynolds number relationship for the laminar vortex shedding of a circular cylinder. *Phys. Fluids*, 31 (10): 2742–2744, 1989.
- [71] **C. H. K. Williamson.** The natural and forced formation of spot-like vortex dislocations in the transition of a wake. *J. Fluid Mech.*, 243 :393–441, 1992.
- [72] **C. H. K. Williamson.** Vortex dynamics in the cylinder wake. *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, 28: 477–539, 1996.
- [73] **M. M. Zdravkovich.** Flow around Circular Cylinders, Vol. 1 : Fundamentals. Oxford University Press, 1997.
- [74] **M. M. Zdravkovich.** Flow around Circular Cylinders, Vol. 2 : Applications. Oxford University Press, 2003.